

Список литературы: 1. Русских А. Г. Исследование электрического взрыва проводников в зоне высокого давления сходящейся ударной волны / А. Г. Русских, В. И. Орешкин, А. Ю. Лабейский, С. А. Чайковский, А. В. Шишлов // ЖТФ. – 2007. – Т. 77, В. 5. – С. 35–40. 2. Орешкин В. И. Численные исследования интеграла удельного действия тока при электрическом взрыве проводников / В. И. Орешкин, С. А. Баренгольц, С. А. Чайковский // ЖТФ. – 2007. Т. 77, В. 5. – С. 108–116. 3. Кривицкий Е. В. Динамика взрыва в жидкости / Е. В. Кривицкий. – К.: Наукова думка, 1986. – 206 с. 4. Khainatskiy S. A. Conditions for realization of an optimum regime of the electric explosion of conductors in liquid media / S. A. Khainatskiy // Technical Physics Letters. – 2009. – Vol. 35, № 4. – P. 299–301. 5. Khainatskiy S. A. Investigations on optimal mode of electric explosion of conductors in water and air / S. A. Khainatskiy // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. – 2009. – Vol. 45, № 5. – P. 397–403. 6. Уэбб Ф. Электрические и оптические характеристики быстрого взрыва проволоки / Ф. Уэбб, Г. Хилтон, П. Левин, Э. Толлестрон // Электрический взрыв проводников. – М.: Мир, 1965. – С. 47–95. 7. Бурцев В. А. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках / В. А. Бурцев, Н. В. Калинин, А. В. Лущинский. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 288 с. 8. Колгатин С. Н. Разрушение медных проводников при протекании по ним тока плотностью, большей 10^7 А/см² / С. Н. Колгатин, М. Л. Лев, Б. П. Перегуд, А. М. Степанов, Т. А. Федорова, А. С. Фурман, А. В. Хачатурьян // Журнал технической физики. – 1989. – Т. 59, В. 9. – С. 123–133. 9. Эпельбаум Я. Г. Перегревная и гидромагнитная неустойчивости жидкого металлического цилиндра с током / Я. Г. Эпельбаум // Журнал технической физики – 1984. – Т. 54, № 3. – С. 492–503.

тоичности жидкого металлического цилиндра с током / Я. Г. Эпельбаум // Журнал технической физики – 1984. – Т. 54, № 3. – С. 492–503.

Bibliography (transliterated): 1. Russkikh A. et al. Issledovanie jelektricheskogo vzryva provodnikov v zone vysokogo davlenija shodjashhejsja udarnoj volny. Zhurnal Technicheskoy Fiziki. 77.5 (2010). pp. 35–40. 2. Oreshkin, V. Chislennye issledovanija integrala udel'nogo dejstvija toka pri jelektricheskom vzryve provodnikov. Zhurnal Technicheskoy Fiziki. 77.5 (2007). pp. 108–116. 3. Krivickij, E. Dinamika jelektrovzryva v zhidkosti. Kyiv: Naukova dumka, 1986. 206 p. 4. Khainatskiy S. Conditions for realization of an optimum regime of the electric explosion of conductors in liquid media. Technical Physics Letters. 35.4 (2009). pp. 299–301. 5. Khainatskiy, S. Investigations on optimal mode of electric explosion of conductors in water and air. Surface Engineering and Applied Electrochemistry 45.5 (2009). pp. 397–403. 6. Ujebb F., et al. Jelektricheskie i opticheskie harakteristiki bystrogo vzryva provolochek. Jelektricheskij vzryv provodnikov. Moscow: Mir, 1965. pp. 47–95. 7. Burcev, V., N. Kalinin, A. Luchinskij Jelektricheskij vzryv provodnikov i ego primenenie v jelektrofizicheskikh ustanovkah. Moscow: Jenergoatomizdat, 1990. 288 p. 8. Kolgatin S. et al. Razrushenie mednyh provodnikov pri protekanii po nim toka plotnost'ju, bol'shej 10^7 A/sm². Zhurnal Tehnicheskoy Fiziki 59.9 (1989). pp. 123–133. Print. 9. Jepel'baum, Ja. Peregrevnaja i gidromagnitnaja neustojchivosti zhidkogo metallicheskogo cilindra s tokom. Zhurnal Tehnicheskoy Fiziki 54.3 (1984): pp. 492–503.

Поступила (received) 25.01.2016

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

Хайнацкий Сергей Александрович, научный сотрудник; Институт импульсных процессов и технологий Национальной Академии Наук Украины, тел.: (095) 664-90-70; e-mail: Khainatskiy@mail.ru.

Khainatskiy Sergey Aleksandrovich, Researcher; Institute of Pulse Processes and Technologies of the National Academy of Sciences of Ukraine, tel.: (095) 664-90-70; e-mail: Khainatskiy@mail.ru.

УДК 621.314:621.373

А. И. ХРИСТО, Н. И. КУСКОВА

СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА ИМПУЛЬСОВ ПРИ РАБОТЕ НА РАССОГЛАСОВАННУЮ НАГРУЗКУ

В работе рассмотрен стационарный режим колебаний одноключевого магнитно-полупроводникового генератора импульсов при работе на рассогласованную нагрузку. Проведено численное моделирование периодических электромагнитных процессов в цепях генератора. Получены аналитические выражения, позволяющие качественно и количественно описать переходный процесс на каждом интервале в отдельности. Определены условия существования режима стационарных колебаний на рассогласованной нагрузке, когда период коммутации ключа становится соизмерим с периодом затухающих колебаний электромагнитного процесса обратного перемагничивания.

Ключевые слова: магнитно-полупроводниковый генератор, коммутирующий дроссель, численное моделирование.

Введение. Магнитные генераторы импульсов (МГИ) представляют класс электрических схем, предназначенных для получения импульсов на основе использования нелинейных свойств ферромагнитных сердечников [1-3]. Наиболее значимыми в развитии теории и разработки магнитных и магнитно-полупроводниковых генераторов импульсов являются работы таких ученых, как Гарбер И.С., Розенблат М.А., Меерович Л.А. [4-6]. Ними рассмотрены такие процессы как, резонансный заряд конденсатора

первого звена сжатия, намагничивание и перемагничивание сердечника коммутирующего дросселя, передача энергии в звене при насыщении сердечника и др. Однако полученные аналитические выражения применимы только для случая однонаправленной передачи энергии от генератора в нагрузку, что ограничивает их применение.

В недавней работе [7] выполнен анализ формирования импульса в согласующем оконечном узле магнитного генератора импульсов, где используется

метод припасовывания для решений интегро-дифференциальных уравнений, на границе перехода сердечника дросселя из одного состояния в другое. Однако аналитические выражения получены без учета характера изменения индукции в сердечнике коммутирующего дросселя между его крайними состояниями, что затрудняет определение последующей динамики процесса.

В работе [8] исследованы электромагнитные процессы единичного цикла колебаний одноключевого магнитно-полупроводникового генератора импульсов (МППИ), при котором нагрузка как согласована со звеном сжатия генератора, так и рассогласована. Стационарный режим колебаний предполагает повторяемость и неизменность характеристик процесса колебаний в магнитном генераторе импульсов. Повторяемость выходных импульсов задается периодом коммутации полупроводникового ключа и возобновлением заряда конденсатора первого звена сжатия (зарядного контура). При максимальной энергии, запасаемой в конденсаторе на которую рассчитан коммутирующий дроссель (КД), генератор имеет устойчивую работу только при полном размахе индукции в сердечнике КД. Данная статья является продолжением статьи [8] в части рассмотрения режима работы одноключевого МППИ на рассогласованную нагрузку.

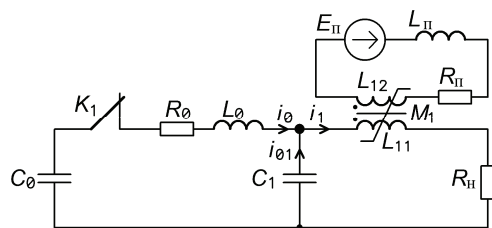


Рис. 1 – Схема одноключевого магнитного генератора импульсов

Целью работы является определение условий существования стационарного режима колебаний в одноключевом МППИ при работе на рассогласованную нагрузку, когда период коммутации ключа становится соизмеримым с периодом затухающих колебаний процесса обратного перемагничивания.

Схема одноключевого МППИ приведена на рис. 1. Схема состоит из последовательного преобразовательного звена $C_0-R_0-L_0$, последовательного звена сжатия C_1-L_1 и нагрузки $R_н$. Для реализации режима обратного перемагничивания сердечник КД подмагничен постоянным током $J_π$.

На основании законов Кирхгофа для контуров схемы записываются интегро-дифференциальные уравнения, которые решаются численно методом Эйлера [9]. Используя дискретный аналог производной и интеграла, получаем систему алгебраических уравнений для определения токов и напряжений в цепях генератора (1):

$$\begin{cases} i_0^{k+1} = i_0^k + \Delta t (S_1 - S_0 - R_0 \cdot i_0^k) / L_0; \\ i_1^{k+1} = i_1^k - \frac{(S_1^k + R_н \cdot i_1^k) \cdot \Delta t}{L_{11}}; \\ i_{01}^{k+1} = i_1^{k+1} - i_0^{k+1}. \end{cases}$$

$$\begin{cases} S_0 = \frac{1}{2C_0} \sum_{n=1}^k (i_0^n + i_0^{n-1}) \Delta t; \\ S_1 = \frac{1}{2C_1} \sum_{n=1}^k (i_{01}^n + i_{01}^{n-1}) \Delta t. \end{cases} \quad (1)$$

Параметры схемы: емкость конденсатора – $C_0 = 470 \cdot 10^{-6}$ Ф, емкость конденсатора звена сжатия – $C_1 = 0,5 \cdot 10^{-6}$ Ф, индуктивность зарядного дросселя – $L_0 = 32 \cdot 10^{-6}$ Гн, начальное напряжение на конденсаторе $C_0-U_{C1} = 300$ В, начальное напряжение на конденсаторе $C_1-U_{C1} = 0$ В, активное сопротивление нагрузки – $R_н = 2$ Ом, ток подмагничивания источника тока – $J_π = 1$ А, сечение сердечника дросселя $L_1-S_m = 2,7 \cdot 10^{-4}$ м², длина средней линии сердечника дросселя $L_1-l_m = 0,129$ м, количество витков основной обмотки дросселя – $w_1 = 20$, количество витков обмотки подмагничивания – $w_2 = 10$, период повторения коммутации ключа $K_1-T = 500$ мкс. Характеристики материала сердечника: индукция насыщения – $B_s = 0,44$ Тл, остаточная индукция – $B_r = 0,37$ Тл, коэрцитивная сила – $H_c = 10$ А/м. Используя модель КД предложенную в работе [8] произведем численное моделирование переходных процессов в цепях МППИ на рассогласованную нагрузку при обеспечении периодичности коммутации ключа K_1 .

Материалы исследования. На рис. 2, а, б приведены результаты моделирования работы МППИ на рассогласованную нагрузку при единичном отпирании ключа K_1 . Расчеты показывают, что в таком случае индукция примет вид серии затухающих колебаний параболической формы. Каждый участок стационарного режима колебаний МППИ на несогласованную нагрузку, может быть описан аналитическим выражением. Разобьем колебания на отдельные интервалы, и приступим к выводу уравнений, начиная с зарядного контура. В нулевой момент времени сердечник дросселя находится в состоянии близком к отрицательному насыщению. При отпирании ключа K_1 происходит заряд конденсатора C_1 . В момент времени t_1 ток заряда конденсатора достигает нуля и ключ K_1 запирается. Определим максимальную амплитуду напряжения на конденсаторе, длительность заряда, амплитуду тока заряда.

Примем, что в интервале времени t_0-t_1 через обмотку КД в нагрузку протекает пренебрежимо малый ток и действием разрядного контура можно пренебречь. Зарядный контур состоит из конденсатора источника питания C_0 , конденсатора звена сжатия C_1 , зарядной индуктивности L_0 и активного сопротивления контура R_0 . По второму закону Кирхгофа для баланса напряжений составляется интегро-дифференциальное уравнение. Решение уравнения произведем согласно классического метода решения подобных задач [10]. Используя подстановку вида – $i(t) = A \cdot \exp(p \cdot t)$ получаем характеристическое уравнение второго порядка $a_0 \cdot p^2 + a_1 \cdot p + a_2 = 0$.

Коэффициенты уравнения:

$$a_0 = L_0 \cdot C_0 \cdot C_1, \quad a_1 = R_0 \cdot C_0 \cdot C_1, \quad a_2 = C_0 + C_1.$$

Так как разряд одного конденсатора на другой

является колебательным, то корни квадратного уравнения будут комплексно-сопряженными $p_{1,2} = -\alpha_1 \pm j\omega_1$.

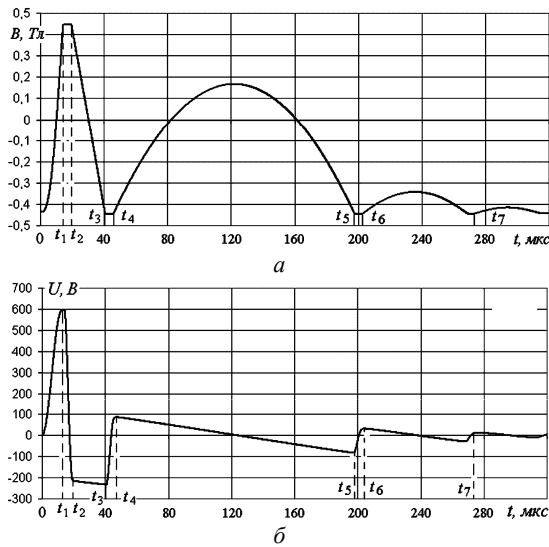


Рисунок 2 – Электромагнитные характеристики разрядного процесса: а – динамика индукции в сердечнике КД; б – динамика напряжения на конденсаторе C_1

Циклическая частота колебаний контура равна – $\omega_1 = \frac{\sqrt{R_0^2 \cdot C_0^2 \cdot C_1^2 - 4 \cdot L_0 \cdot C_0 \cdot C_1 \cdot (C_0 + C_1)}}{2 \cdot L_0 \cdot C_0 \cdot C_1}$, декремент затухания колебаний – $\alpha = -\frac{R_0}{2 \cdot L_0}$. Начальными условиями

есть напряжения на конденсаторах в нулевой момент времени и ток в цепи. В общем случае напряжение на конденсаторе может быть как положительным, так и отрицательным. При положительном начальном напряжении на C_1 амплитуда зарядного тока и результирующий уровень напряжения должны уменьшаться, при отрицательном начальном напряжении на C_1 результат обратный. Длительность полупериода тока, при котором напряжение на конденсаторе принимает максимальное значение $t_1 = \pi/\omega$. Решением интегродифференциального уравнения является характеристика тока в цепи, уравнение которого, имеет вид:

$$i_0(t) = \frac{U_{c0} - U_{c1}}{L_0 \cdot \omega_1} \cdot \sin(\omega_1 \cdot t) \cdot \exp(\alpha_1 \cdot t). \quad (2)$$

Максимальная амплитуда тока заряда достигается в момент времени t_{1m} равный половине интервала $0-t_1$, подставляя в уравнение (2) определяем максимальную амплитуду тока заряда. С учетом того, что при $t = t_{1m} \sin(\omega_1 \cdot t) \rightarrow 1$, имеем:

$$i_0(t_{1m}) = \frac{U_{c0} - U_{c1}}{L_0 \cdot \omega_1} \cdot \exp(\alpha \cdot t_{1m}). \quad (3)$$

Интегрируя уравнения для тока по времени и определяя начальные условия для напряжения на конденсаторе C_1 , получаем уравнение изменения напряжения на конденсаторе C_1 :

$$U_{c1}(t) = U_{c0} + \frac{U_{c0} - U_{c1}}{L_0 \cdot \omega_1 \cdot C_1} \left(\frac{-\omega_1}{\alpha_1^2 + \omega_1^2} \cdot \exp(\alpha_1 \cdot t) \cdot \cos(\omega_1 \cdot t) + \right.$$

$$\left. + \frac{\alpha_1}{\alpha_1^2 + \omega_1^2} \exp(\alpha_1 \cdot t) \cdot \sin(\omega_1 \cdot t) \right). \quad (4)$$

Если считать, что величина $\frac{\alpha_1}{\alpha_1^2 + \omega_1^2}$ пренебрежимо мала по сравнению с величиной $\frac{\omega_1}{\alpha_1^2 + \omega_1^2}$, и первая стремится к нулю, то уравнения конденсатора C_1 можно переписать так:

$$U_{c1}(t) = U_{c0} + \frac{U_{c0} - U_{c1}}{L_0 \cdot \omega_1 \cdot C_1} \left(\frac{-\omega_1}{\alpha_1^2 + \omega_1^2} \cdot \exp(\alpha_1 \cdot t) \cdot \cos(\omega_1 \cdot t) \right). \quad (5)$$

К концу полупериода при достижении тока нулевого значения напряжение на конденсаторе достигнет максимального значения – этот момент времени есть t_1 . Тогда в уравнении $\cos(\omega_1 \cdot t) = -1$.

$$U_{\max}(t_1) = U_{c0} + \frac{U_{c0} - U_{c1}}{L_0 \cdot \omega_1 \cdot C_1} \left(\frac{\omega_1}{\alpha_1^2 + \omega_1^2} \cdot \exp(\alpha_1 \cdot t_1) \right). \quad (6)$$

Теперь определим закон изменения индукции в сердечнике дросселя в процессе заряда конденсатора C_1 . Согласно закону электромагнитной индукции напряжение на катушке индуктивности с током пропорционально скорости изменения магнитного потока пронизывающего поперечное сечение катушки. Магнитный поток определяется алгебраической суммой потоков создаваемых каждым витком катушки в отдельности.

$$e_L = -\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{d(B \cdot S_m \cdot w_1)}{dt} = -S_m \cdot w_1 \cdot \frac{dB}{dt}. \quad (7)$$

Интегрируя уравнения по времени, определяем закон изменения индукции с учетом начальных условий:

$$B(t) = (-B_s) - \frac{1}{S_m \cdot w_1} \int e_L(t) \cdot dt. \quad (8)$$

где $e_L(t)$ – закон изменения напряжение на дросселе, w_1 – количество витков основной обмотки дросселя, S_m – поперечное сечение магнитопровода. Будем полагать, что на основной кривой намагничивания, когда ток через обмотку дросселя пренебрежимо мал, к обмотке дросселя прикладывается напряжение конденсатора C_1 . Условимся пренебречь временем задержки насыщения КД и положим, что момент t_1 совпадает с моментом насыщения сердечника КД. Действие тока подмагничивания на напряжение заряда конденсатора также будем считать пренебрежимо малым. Теперь с учетом выполненных допущений, подставляя уравнение (5) в уравнение (8) и интегрируя его, найдем закон изменения индукции:

$$B(t) = -B_s + \frac{1}{S_m \cdot w_1} \left(U_{c0} \cdot t + \frac{U_{c0} - U_{c1}}{L_0 \cdot \omega_1 \cdot C_1} \cdot \frac{-\omega_1}{\alpha_1^2 + \omega_1^2} \times \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_1^2 + \omega_1^2} \cdot \exp(\alpha_1 \cdot t) \cdot \cos(\omega_1 \cdot t) + \frac{\omega}{\alpha_1^2 + \omega_1^2} \exp(\alpha_1 \cdot t) \cdot \sin(\omega_1 \cdot t) \right) \right). \quad (9)$$

Так как величина $\frac{\alpha_1}{\alpha_1^2 + \omega_1^2}$ значительно меньше $\frac{\omega_1}{\alpha_1^2 + \omega_1^2}$, то вторым членом в скобках можно пренебречь, тогда с учетом упрощений закон изменения индукции запишется так:

$$B(t) = -B_s + \frac{1}{S_m \cdot w_1} \left(U_{C0} \cdot t + \frac{U_{c1} - U_{c0}}{L_0 \cdot \omega_1 \cdot C_1} \times \frac{\omega_1^2}{(\alpha_1^2 + \omega_1^2)^2} \cdot \exp(\alpha_1 \cdot t) \cdot \sin(\omega_1 \cdot t) \right). \quad (10)$$

После достижения индукции противоположного порога насыщения (момент времени t_1) проницаемость сердечника падает в десятки тысяч раз и возбуждается разряд конденсатора на активное сопротивление нагрузки через индуктивность насыщенного дросселя. Разрядный контур при этом состоит из конденсатора C_1 , индуктивности насыщенного дросселя L_1 и сопротивления нагрузки R_H . Для образующегося контура составляется характеристическое уравнение второго порядка $a_0 \cdot p^2 + a_1 \cdot p + a_2 = 0$.

Коэффициенты уравнения:

$$a_0 = L_1 \cdot C_1; \quad a_1 = R_H \cdot C_1; \quad a_2 = 1.$$

Решением уравнения является комплексно сопряженные корни. Колебательный процесс в контуре определяется уравнением тока:

$$i_1(t) = \frac{U_{c1}}{L_1 \cdot \omega_2} \cdot \sin(\omega_2 \cdot t) \cdot e^{\alpha_2 \cdot t},$$

где U_{c1} – напряжение на конденсаторе C_1 в момент насыщения дросселя $Dp1$, циклическая частота контура –

$$\omega_2 = \frac{\sqrt{R_H^2 \cdot C_1^2 - 4 \cdot L_1 \cdot C_1}}{2 \cdot L_1 \cdot C_1}, \quad \text{коэффициент затухания}$$

$$\alpha_2 = -\frac{R_H}{2 \cdot L_1}. \quad \text{Индуктивность дросселя при насыщении}$$

сердечника определяется по формуле в работе [8]. В момент времени t_2 процесс разряда заканчивается, и дроссель выходит из положительного насыщения. Длительность разрядного тока определяется как $t_2 = \frac{\pi}{\omega_2}$.

При рассогласовании сопротивления нагрузки с волновым сопротивлением контура процесс разряда будет колебательным и при достижении тока нулевого значения дроссель закрывается, а на конденсаторе появляется остаточное напряжение обратной полярности, которое будет перемагничивать коммутирующий дроссель к отрицательному порогу насыщения. Аналогично предыдущим действиям по выводу уравнения (5) определяем закон изменения напряжения при разряде C_1 на R_H :

$$U_{C1}(t) = \frac{U_{C1}}{L_1 \cdot \omega_2 \cdot C_1} \left(\frac{\omega_2}{\alpha_2^2 + \omega_2^2} \cdot \exp(\alpha_2 \cdot t) \cdot \cos(\omega_2 \cdot t) \right). \quad (11)$$

Теперь для момента времени окончания разряда определяем остаточное напряжение на C_1 :

$$U_{C1ost}(t_2) = \frac{-U_{C1}}{L_1 \cdot \omega_2 \cdot C_1} \left(\frac{\omega_2}{\alpha_2^2 + \omega_2^2} \cdot \exp(\alpha_2 \cdot t_2) \right). \quad (12)$$

В интервале времени t_2-t_3 под действием отрицательного остаточного напряжения и тока подмагничивания дроссель будет перемагничиваться к отрицательному порогу насыщения. Согласно работе [6] напряжение, на обмотке дросселя, создаваемое током подмагничивания, определяется по формуле:

$$U_{C1} = -\frac{w_p \cdot I_p \cdot t}{w_1 \cdot C_1}, \quad (13)$$

где I_p – постоянный ток подмагничивания дросселя, w_p – количество витков обмотки подмагничивания. Подставляя в уравнение (8) сумму напряжений $U_{C1} + U_{C1ost}$ и интегрируя по времени, получим закон изменения индукции в дросселе при перемагничивании под действием остаточного напряжения и тока подмагничивания:

$$B(t) = +B_s + \frac{1}{S_m \cdot w_1} \left(U_{C1ost} \cdot t - \frac{1}{2} \cdot \frac{I_p \cdot w_p}{w_1} \cdot \frac{t^2}{C_1} \right). \quad (14)$$

Приравняв уравнение к (-Bs) определяем длительность интервала t_2-t_3 , путем нахождения нужного корня квадратного уравнения:

$$-\frac{I_p \cdot w_p}{2 \cdot w_1} \cdot \frac{t^2}{C_1} + U_{C1ost} \cdot t + 2 \cdot B_s \cdot S_m \cdot w_1 = 0,$$

откуда решение для большего корня:

$$t_3 = \frac{w_1 \cdot C_1 \cdot \left(U_{C1ost} + \sqrt{U_{C1ost}^2 + \frac{4 \cdot I_p \cdot w_p \cdot B_s \cdot S_m}{C_1}} \right)}{I_p \cdot w_p}. \quad (15)$$

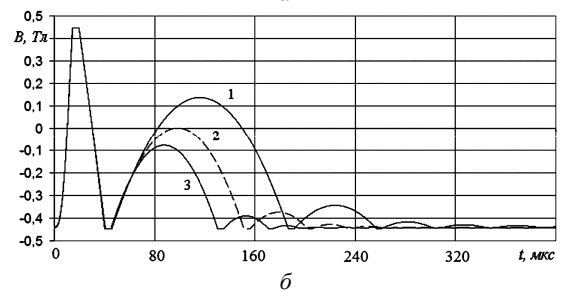
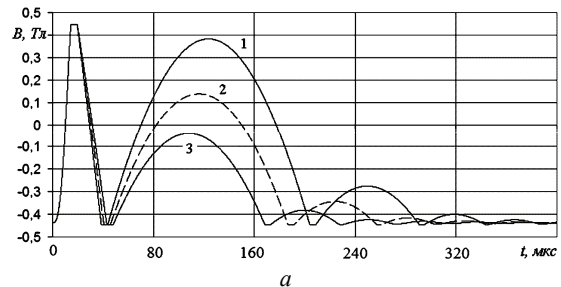


Рисунок 3 – Динамика индукции в сердечнике КД:
а – при изменении сопротивления нагрузки;
б – при изменении тока подмагничивания

Дальнейший ход процесса аналогичен предыдущему. В интервале времени t_3-t_4 снова происходит разряд на нагрузку, однако, теперь остаточное напряжение становится положительным. Длительность этого разряда такая же, как для интервала времени t_1-t_2 . Величина остаточного напряжения для момента времени t_3 также определяется по формуле (12). Отношение величины остаточного напряжения, полу-

ченного в момент времени t_2 , к величине остаточного напряжения полученного в момент времени t_3 , определяется по формуле:

$$\frac{U_{остт2}}{U_{остт3}} = \frac{U_{i0}}{U_{i3}} \cdot \exp(\alpha_2(t_2 - t_4)). \quad (16)$$

Следовательно, величина каждого последующего остаточного напряжения будет меньше предыдущего согласно экспоненциальному закону, энергия согласно того же закона только в квадратичной степени.

Ток подмагничивания действует таким образом, что препятствует повторному насыщению дросселя в положительном направлении, поэтому характеристика индукции на участке t_4-t_5 описывает параболический импульс. Вершина импульса совпадает с нулем линейно нарастающего напряжения на конденсаторе C_1 . Траектория параболического импульса также описывается уравнением (14), только изменение начинается от $(-B_s)$. Приравнявая уравнение к $-B_s$ определяются корни квадратного уравнения, а именно моменты времени пересечения с $-B_s$.

Длительность параболического импульса:

$$t_{imp} = \frac{2U_{C1} \cdot w_1 \cdot C_1}{I_p \cdot w_p}. \quad (17)$$

Амплитуда параболического импульса определяется нахождением экстремума функции, то есть производная от функции приравняется к нулю. В момент времени $t_{max} = \frac{U_{C1} \cdot w_1 \cdot C_1}{I_p \cdot w_p}$ достигается вершина параболического импульса, подставляя в уравнение (14) получаем амплитуду параболического импульса:

$$B_{max} = -B_s + \frac{1}{2 \cdot S_m \cdot w_1} \cdot \frac{U_{C1ost}^2 \cdot w_1 \cdot C_1}{I_p \cdot w_p}. \quad (18)$$

Согласно формулам (17), (18) длительность и амплитуда параболического импульса прямо пропорциональна остаточному напряжению и обратно пропорциональна току подмагничивания.

На рис. 3, а показаны характеристики параболического импульса в зависимости от сопротивления нагрузки $1 - R_H = 1,8 \text{ Ом}$, $2 - R_H = 2 \text{ Ом}$, $3 - R_H = 2,2 \text{ Ом}$ при токе подмагничивания $I_p = 2 \text{ А}$. На рис. 4, б характеристики параболического импульса в зависимости от тока подмагничивания $1 - I_p = 1 \text{ А}$, $2 - I_p = 1,5 \text{ А}$, $3 - I_p = 2 \text{ А}$ при сопротивлении нагрузки $R_H = 2 \text{ Ом}$. На основании полученных характеристик можно показать, что момент времени t_3 достижения отрицательного насыщения КД также зависит от сопротивления нагрузки R_H . Этот результат объясняется согласно формуле (12), в которой остаточное напряжение на C_1 зависит от сопротивления нагрузки, а также согласно формуле (15) момент достижения индукции отрицательного насыщения t_3 .

Таким образом, наибольшей преградой увеличения частоты импульсов в МПГИ является первый наиболее продолжительный импульс индукции параболической формы, имеющий наибольшую амплитуду по сравнению с остальными. Однако, на всем интервале процесса обратного перемагничивания можно выделить моменты времени, когда индукция прини-

мает значение отрицательного насыщения. Моделирование показывает, что, если момент отпирания ключа совместить с моментом времени выхода дросселя из обратного насыщения и появления на конденсаторе C_1 положительного остаточного напряжения, то в МПГИ может быть получен стационарный режим колебаний. Если есть запас по коммутируемой энергии, то производить коммутацию ключа K_1 можно вблизи подножия параболического импульса с обеих его сторон, тогда может быть получен стационарный режим колебаний МПГИ без обратного насыщения. Моменты времени, когда индукция принимает отрицательное насыщение, обозначены на характеристиках колебаний как t_4, t_6, t_7 (рис. 2, а, б).

На рис.4, а, б, приведены характеристики индукции в КД и напряжения на конденсаторе C_1 при отпирании ключа K_1 в момент времени t_4 .

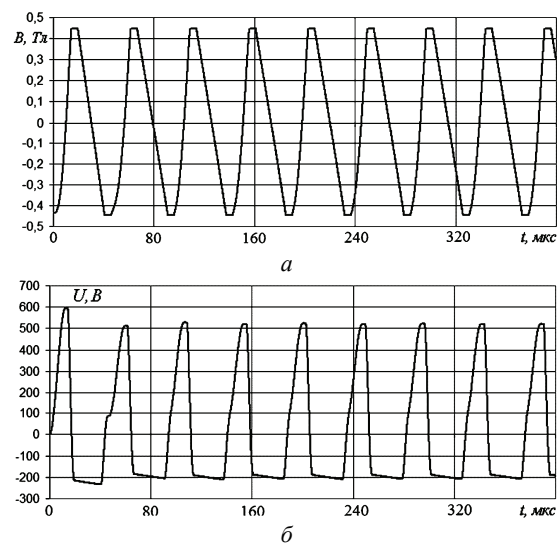


Рисунок – Электромагнитные характеристики МГИ стационарного режима колебаний: а – динамика индукции в КД; б – динамика напряжения на конденсаторе C_1

Как видно из графика характеристики индукции для стационарного режима колебаний КД насыщается два раза за период колебания, что обеспечивает наиболее благоприятный режим работы КД. Отличительной особенностью выявленного режима колебаний в одноключевом МПГИ является то, что зарядное напряжение на конденсаторе снижается на величину положительного остаточного напряжения, а амплитуда прямого и обратного импульса тока уменьшается и увеличивается соответственно. Однако реализованный способ коммутации ключа K_1 позволяет повысить частоту МПГИ более чем в 5-7 раз и за счет этого обеспечить стационарность режима колебаний генератора на рассогласованной нагрузке.

Путем повторной коммутации ключа в момент времени t_2 можно вернуть остаток энергии неизрасходованный в нагрузке обратно в источник питания. В одноключевом МПГИ возвращение энергии в источник питания не обеспечит повышение частоты следования. Напротив неизрасходованную энергию можно использовать для повышения частоты следования импульсов на несогласованной нагрузке. Для оп-

ределения момента времени $t_{\text{воз}}$ когда характеристика напряжения на конденсаторе C_1 принимает нулевое значение приравняем уравнение (5) к нулю и решая полученное трансцендентное уравнение относительно t определим момент $t_{\text{воз}}$:

$$t_{\text{воз}} = \frac{\arccos\left(\frac{U_{C0} \cdot L_0 \cdot C_1 \cdot (\alpha_1^2 + \omega_1^2)}{U_{C0} - U_{C0}}\right)}{\omega_1}. \quad (19)$$

Подставляя $t_{\text{воз}}$ в уравнение для тока зарядного контура (3) можно определить ток, при котором напряжение на C_1 станет равным нулю. Кроме этого, возвращая неиспользуемую энергию обратно в источник питания, необходимо оборвать часть тока при снижении напряжения до нуля, что ограничит возврат энергии в источник питания.

Основные выводы по работе. Показано, что в схеме магнитно-полупроводникового генератора импульсов с последовательным преобразовательным звеном при работе на рассогласованную нагрузку существует стационарный режим колебаний с повышенной частотой следования, условием которого является совмещение момента коммутации полупроводникового ключа с моментом времени выхода сердечника коммутирующего дросселя из состояния обратного насыщения.

Выведены аналитические выражения, позволяющие определить условия существования стационарного режима колебаний магнитно-полупроводникового генератора импульсов с последовательным преобразовательным звеном при работе на рассогласованную нагрузку. Показано, что длительность и амплитуда параболического импульса прямо пропорциональна емкости конденсатора звена сжатия, остаточному напряжению на нем, количеству витков основной обмотки КД и обратно пропорциональна току подмагничивания, и количеству витков обмотки подмагничивания КД.

Список литературы: 1. *Choi J.* Introduction of the magnetic pulse compressor (mpc) – fundamental review and practical application / *J. Choi* // Journal of electrical engineering & technology. – 2010. – Vol 5, № 3. – P. 484–492. 2. *Nakhe S.V.* Energy deposition studies in a copper vapor laser under different pulse excitation schemes / *S.V. Nakhe, B.S. Rajanikanth, R. Bratnagar* // Measurement Science and Technology. – 2003. – № 14. – P. 607-613. 3. *Zhang D.* A compact, high repetition-rate, nanosecond pulse generator based on magnetic pulse com-

pression system / *D. Zhang, Y. Zhou, J. Wang, P. Yan* // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. – 2011. – Vol. 18. – P. 1151-1157. 4. *Гарбер И.С.* Магнитные импульсные модуляторы / *И.С. Гарбер*. – М.: Советское радио, 1964. – 159 с. 5. *Сторм Г.Ф.* Магнитные усилители / *Г.Ф. Сторм*. – М.: ИЛ, 1957. – 568 с. 6. *Меерович Л.А.* Магнитные генераторы импульсов / *Л.А. Меерович, И.М. Ватин, Э.Ф. Зайцев, В.М. Кандыкин*. – М.: Советское радио, 1968. – 475 с. 7. *Волков И.В.* Исследование процесса формирования выходных импульсов магнитно-полупроводникового генератора / *И.В. Волков, В.И. Зозулев, С.В. Подольный, Д.А. Шолох* // Технічна електродинаміка. – 2012. – № 1. – С. 17-22. 8. *Христо А.И.* Численное моделирование электромагнитных процессов в схеме магнитного генератора импульсов / *А.И. Христо, В.И. Зозулев, Д.А. Шолох* // Технічна електродинаміка. – 2014. – № 2. – С. 22 - 28. 9. *Демидович Б.П.* Численные методы анализа / *Б.П. Демидович, И.А. Марон, Э.З. Шувалова*. – М.: Наука, 1967. – 368 с. 10. *Демирчян К.С.* Теоретические основы электротехники. Том 2 / *К.С. Демирчян, Л.Р. Нейман, Н.В. Коровкин, В.Л. Чечурин*. – СПб.: Питер, 2003. – 576 с.

Bibliography (transliterated): 1. *Choi J.* Introduction of the magnetic pulse compressor (mpc) – fundamental review and practical application. *J. Choi*. Journal of electrical engineering & technology. 2010. Vol 5, No 3. pp. 484–492. 2. *Nakhe S.V.* Energy deposition studies in a copper vapor laser under different pulse excitation schemes. *S.V. Nakhe, B.S. Rajanikanth, R. Bratnagar*. Measurement Science and Technology. 2003. No 14. pp. 607-613. 3. *Zhang D.* A compact, high repetition-rate, nanosecond pulse generator based on magnetic pulse compression system. *D. Zhang, Y. Zhou, J. Wang, P. Yan* IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2011. Vol. 18. pp. 1151-1157. 4. *Garber I.S.* Magnitnye impul'snye moduljatory. *I.S. Garber*. Moscow: Sovetskoe radio, 1964. 159 p. 5. *Storm G.F.* Magnitnye usiliteli. *G.F. Storm*. Moscow: IL, 1957. 568 p. 6. *Meerovich L.A.* Magnitnye generatory impul'sov. *L.A. Meerovich, I.M. Vatin, Je.F.Zajcev, V.M. Kandykin*. Moscow: Sovetskoe radio, 1968. 475 p. 7. *Volkov I.V.* Issledovanie processa formirovaniya vyhodnyh impul'sov magnitno-poluprovodnikovogo generatora. *I.V. Volkov, V.I. Zozulev, S.V. Podol'nyj, D.A. Sholoh* Tehnichna elektrodinamika. 2012. No 1. pp. 17-22. 8. *Khristo A.I.* Chislennoe modelirovanie jelektromagnitnyh processov v sheme magnitnogo generatora impul'sov. *A.I. Khristo, V.I. Zozulev, D.A. Sholoh*. Tehnichna elektrodinamika. 2014. No 2. pp.22-28. 9. *Demidovich B.P.* Chislennye metody analiza. *B.P. Demidovich, I.A. Maron, Je.Z. Shuvalova*. Moscow: Nauka, 1967. 368 p. 10. *Demirchjan K.S., Nejman L.R., Kоровкин N.V., Chechurin V.L.* Teoreticheskie osnovy jelektrotehniki. Tom 2. Saint-Petersburg.: Piter, 2003. 576 p.

Поступила (received) 04.02.2016

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

Христо Александр Иванович, младший научный сотрудник; Институт импульсных процессов и технологий Национальной Академии Наук Украины, тел.:+38(068) 116-11-94; email: alexander.khristo@ukr.net.

Khristo Aleksander Ivanovich, research assistant; Institute of Pulse Processes and Technologies of the National Academy of Sciences of Ukraine, tel.:+38(068) 116-11-94; email: alexander.khristo@ukr.net.

Кускова Наталья Ивановна, доктор технических наук, профессор, зав. отделом электрофизических исследований Института импульсных процессов и технологий Национальной Академии Наук Украины; тел.: (050) 737-94-52; e-mail: nataljakuskova@mail.ru.

Kuskova Natalya Ivanovna, Doctor of Technical Sciences, Full Professor, Head of the Department of Electro-physical Researches of the Institute of Pulse Processes and Technologies of the National Academy of Sciences of Ukraine; tel.: (050) 737-94-52; e-mail: nataljakuskova@mail.ru.