

В.И. ЧУМАКОВ, канд. физ.-мат. наук

ПОВЫШЕНИЕ СКОРОСТИ НАРАСТАНИЯ ТОКА ВО ВЗРЫВОМАГНИТНОМ ГЕНЕРАТОРЕ С ЕМКОСТНОЙ НАГРУЗКОЙ

Взрывомагнитные генераторы (ВМГ) являются в настоящее время устройствами, обладающими наиболее высокими показателями удельной энергоемкости по сравнению с другими источниками электрической энергии, с их помощью получены рекордные значения тока порядка 150—200 МА. Это обуславливает их широкое применение в физических экспериментах по генерации сверхбольших уровней энергии, получению сверхсильных магнитных полей и связанным с этим прикладным проблемам [1—5].

В последнее время наблюдается повышение интереса к использованию ВМГ в качестве источников электрической энергии для питания систем, излучающих электромагнитные колебания. Однако при этом возникает ряд проблем, обусловленных, с одной стороны, необходимостью обеспечения требуемых параметров импульса тока в нагрузке, при которых реализуются оптимальные параметры излучения, а с другой — жесткой зависимостью временных характеристик тока ВМГ от закона изменения индуктивности генератора. Дело в том, что параметры импульса, формируемого на выходе типовых ВМГ не обеспечивают условий согласования с излучающими системами ни в случае построения генераторов на основе релятивистских электронных пучков (РЭП), ни в случае излучателей, возбуждаемых непосредственно импульсом тока ВМГ [6—8]. Длительность импульса тока ВМГ составляет величину порядка единиц - десятков микросекунд, что значительно превышает как длительность импульса сильноточного ускорителя РЭП, так и длительность перепада тока, которая необходима для эффективного возбуждения токового излучателя. Поэтому необходимо рассмотреть методы укорочения длительности и повышения скорости изменения тока на выходе ВМГ, при использовании его в качестве средства энергоснабжения источников электромагнитного излучения.

Работа ВМГ основана сжатии магнитного поля, ограниченного проводящим контуром, под действием внешних сил, вызванных детонацией взрывчатого вещества. При этом механическая энергия движения проводника, охватывающего магнитный поток, переходит в энер-

гию магнитного поля, что приводит к увеличению тока в контуре и повышению магнитной энергии. Основное условие эффективной работы ВМГ заключается в превышении скорости сжатия магнитного поля скорости потерь в результате процессов диффузии магнитного поля в окружающее пространство.

Принцип работы ВМГ поясняется с помощью схемы, приведенной на рис. 1 на примере спиральной ВМГ. Начальный магнитный поток создается в катушке в результате колебательного разряда накопительной емкости C после замыкания ключа K . В момент достижения током максимального значения происходит подрыв детонатора и левый конец цилиндра замыкает катушку накоротко. Обратный токопровод образован проводящим цилиндром, который расположен аксиально катушке и заполнен зарядом взрывчатого вещества. Волна детонации продвигается к нагрузочному концу системы, расширяя цилиндр, который замыкает витки катушки, в результате чего объем, занимаемый магнитным полем, уменьшается и магнитное поле "выдавливается" в сторону нагрузки. Одновременно происходит увеличение тока в катушке и, соответственно, в нагрузке.

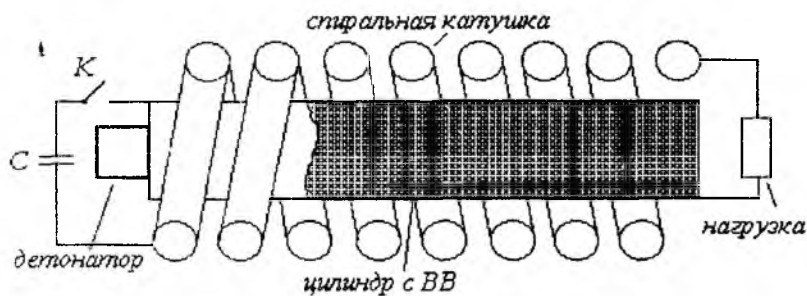


Рис. 1

Рассмотрим эквивалентную схему, моделирующую ВМГ, нагруженный на активное сопротивление R (рис. 2). Выражение для тока в приведенной схеме $i(t)$ получается при решении параметрического уравнения I порядка

$$\frac{di(t)}{dt} + \frac{1}{L(t)} \left[\frac{dL(t)}{dt} + R \right] = \frac{di(t)}{dt} + G(t)i = 0, \quad (1)$$

откуда следует

$$i(t) = \frac{I_0 L_0}{L(t)} \exp \left[-\delta \int_0^t \frac{dt}{f(t)} \right] = I_0 \lambda(t) \varphi(t). \quad (2)$$

Здесь I_0 — начальный ток ВМГ, который определяется величиной захваченного магнитного потока $\Phi_0 = I_0 L_0$ и начальной индуктивности L_0 ; $L(t) = L_0 f(t)$ — закон изменения индуктивности; L_n — индуктивность нагрузки; $\delta = R/L_0$ — параметр затухания; $\lambda(t) = L_0/L(t)$ — параметр перестройки индуктивности, $\varphi(t)$ — коэффициент сохранения магнитного потока, сопротивление R учитывает все активные потери в схеме. Как следует из (2), сопротивление R влияет только на величину φ .

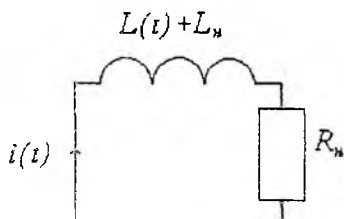


Рис. 2

При $I_0 = 1$ функция $i(t)$ представляет собой коэффициент усиления тока.

На рис. 3, 4 приведены временные зависимости функции перестройки индуктивности и выходного тока ВМГ в схеме 1 порядка для типичных, используемых на практике законов изменения индуктивности: 1 — линейного $L(t) = L_0(1 - at)$; 2 — экспоненциального $L(t) = L_0 \exp(-\beta t)$; 3 — двойного экспоненциального, при котором поддерживается постоянное напряжение на зажимах индуктивности ВМГ и обеспечивается электрическая прочность устройства, $L(t) = L_0 \exp[k_0(1 - \exp(bt)) - bt]$; 4, 5 — степенного $L(t) = L_0(1 - \gamma t^\tau)$, $L_5(t) = L_0(1 - \nu t)^k$, $0 < k < 1$ ($\tau = at$ — время вывода индуктивности к величине L_n).

Выражение (2) показывает, что при постоянном сопротивлении R характер изменения тока определяется инкрементом G , т.е. законом изменения индуктивности ВМГ. Нарастание тока в нагрузке имеет место при выполнении условия $\left[\frac{dL(t)}{dt} + R \right] \frac{1}{L(t)} = G(t) < 0$, либо в пределе при $R = 0$, скорость нарастания тока увеличивается с ростом df/dt . Время последнего удвоения тока $t_{0,5}$ определяется из уравнения

$$\frac{1}{2} \frac{L_0}{L_n} = \frac{1}{f(t_{0,5})} \exp \left[\int_{t_{0,5}}^{t_n} \frac{\delta dt}{f(t)} \right]. \quad (3)$$

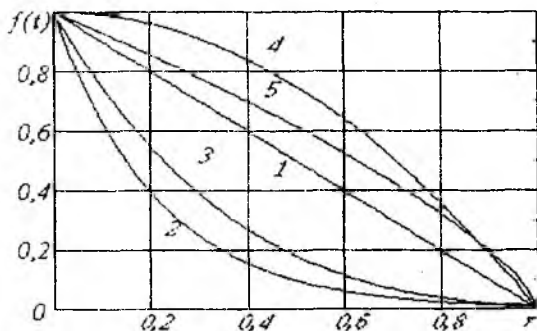


Рис. 3

Как видно из рис. 3 и 4 закон изменения индуктивности с более резким спадом величины L в начале процесса сжатия магнитного потока (зависимости 2, 3 на рис. 3), приводит к возникновению импульса тока в нагрузке с относительно медленным нарастанием и возможности получения однородного участка зависимости $i(t)$. При выпуклой форме временной зависимости $f(t)$ (кривые 4, 5 на рис. 3) график тока характеризуется резким нарастанием величины $i(t)$ на конечном участке процесса сжатия магнитного потока, что имеет важное значение при создании источников электромагнитного излучения.

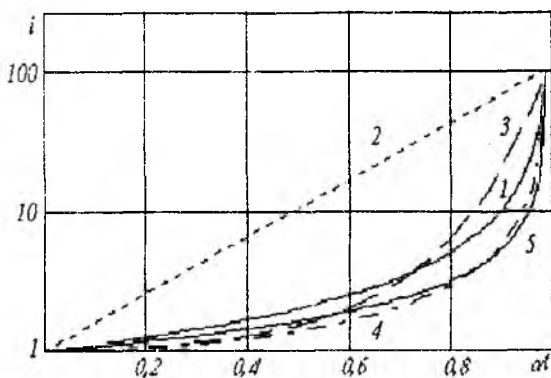


Рис. 4

Реализация неравномерного закона индуктивности ВМГ наиболее просто может быть обеспечена в спиральных генераторах за счет использования катушек с переменным шагом намотки, переменным диаметром спирали либо за счет создания многозаходных спиралей с большими сечениями проводников в конечных секциях. В плоских магнитокумулятивных системах требуемые характеристики выходного тока достигаются с помо-

шью профилирования токопроводящих шин [1; 9]. Кроме того, неравномерность распределения магнитного поля в области сжатия может быть получена с помощью специальных вставок из ферромагнитного материала, концентрирующих магнитный поток в заданных областях компрессионной области ВМГ.

Повышение скорости нарастания тока может быть достигнуто переводом ВМГ из режима генерации однополярного импульса тока в колебательный режим [6]. Для этого в схему вводится дополнительная емкость, включенная последовательно остальным элементам (рис. 5).

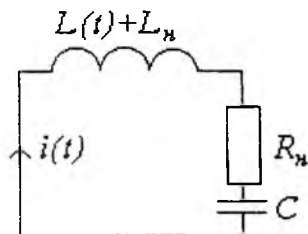


Рис. 5

Уравнение тока в контуре ВМГ теперь принимает следующий вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2 i(t)}{dt^2} + \frac{1}{L(t)} \left[2 \frac{dL(t)}{dt} + R \right] \frac{di(t)}{dt} + \frac{1}{L(t)} \left[\frac{d^2 L(t)}{dt^2} + \frac{1}{C} \right] i(t) = \\ = \frac{d^2 i(t)}{dt^2} + 2\delta(t) \frac{di(t)}{dt} + \omega^2(t) i(t) = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\delta(t) = \frac{1}{f(t)} \left[\frac{df(t)}{dt} + \frac{R}{2L_0} \right]$ и $\omega(t) = \sqrt{\frac{1}{f(t)} \left[\frac{d^2 f(t)}{dt^2} + \frac{1}{L_0 C} \right]}$, соответст-

венно, инкремент нарастания колебаний и частота колебаний тока в контуре ВМГ, причем нарастание тока достигается при выполнении условия $\delta(t) \leq 0$.

Решение уравнения (3) может быть представлено в виде произведения двух функций

$$i(t) = A(t)S(t), \quad (5)$$

представляющих соответственно амплитудный и осцилляторный множители. Функция $A(t)$ связана с решением уравнения для тока в схеме I порядка i_1 соотношением

$$A(t) = i_1 \exp \left[- \int \delta(t) dt \right]. \quad (6)$$

Функция $A(t)$ представляет собой огибающую, которая определяет характер изменения амплитуды колебаний, задаваемых множителем S , причем характер осцилляций также определяется зависимостью $f(t)$.

На рис. 6 приведены результаты численного расчета зависимости выходного тока (5) для рассмотренных выше законов изменения индуктивности. Параметры схемы ВМГ в каждом случае выбраны такими, чтобы в течение времени сжатия магнитного потока формировалось два периода колебаний тока.

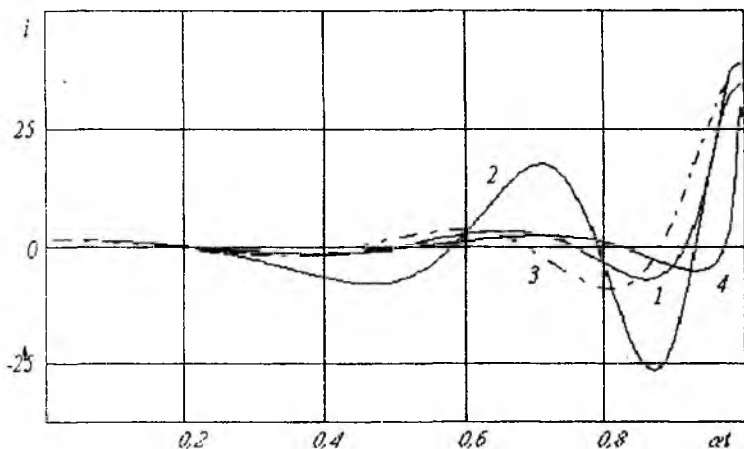


Рис. 6

Оценим возможность генерации электромагнитных импульсов с помощью ВМГ. По электрическим характеристикам ВМГ относятся к источникам тока, т.е. оптимальным режимом для них является режим, близкий к короткому замыканию, поэтому в качестве излучателя используется магнитный диполь, характеризующийся малым значением входного импеданса. Такая антенна характеризуется низкой эффективностью, что обусловлено взаимной компенсацией излучения противоположных сторон токовой петли. Однако, введение экрана, подавляющего излучение одной из сторон петли, позволяет повысить полную эффективность излучения такой системы [7]. Напряженность электрического поля в дальней зоне для такого излучателя на расстоянии r определяется как

$$E(t) = Z_0 \frac{1}{4\pi c^2 r} \frac{di}{dt} \left(\frac{\mathbf{r} \times (\mathbf{r} \times \mathbf{l})}{r^2 l} \right) = Z_0 \frac{1}{4\pi c^2 r} \frac{d^2 p_e}{dt^2} \left(\frac{\mathbf{r} \times (\mathbf{r} \times \mathbf{p}_e)}{r^2 p_e} \right), \quad (7)$$

где \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля; \mathbf{r} — вектор положения; \mathbf{l} — вектор диполя; \mathbf{p}_e — дипольный момент; $Z_0 = 377 \text{ Ом}$ — волновое сопротивление свободного пространства.

Выражение для сопротивления излучения диполя, возбуждаемого импульсом тока i длительностью τ_u имеет вид

$$Z_{\Sigma} = \frac{Z_0 l^2}{6\pi c^2} \frac{\int_0^{\tau_u} \left(\frac{di}{dt}\right)^2 dt}{\int_0^{\tau_u} i^2 dt} = k_f k_i, \quad (8)$$

где k_f — коэффициент формы, зависящий от геометрических размеров излучателя; k_i — коэффициент тока, который зависит от вида временной функции и длительности импульса тока. Из (8) видно, что повышение мощности излучения при постоянной величине k_f достигается уменьшением квадрата абсолютного значения тока,

$$\int_0^{\tau_u} i^2 dt \rightarrow \min \quad (9)$$

т.е. оптимальными с точки зрения обеспечения высокой эффективности излучения являются временные зависимости тока с минимальной площадью. Такие импульсы тока реализуются в ВМГ со степенным законом изменения индуктивности (кривые 5, 6 на рис. 3 и кривая 4 на рис. 6).

На рис. 7 приведена зависимость скорости нарастания тока в диполе длиной $l = 0,5 \text{ м}$, при которой на расстоянии r обеспечиваются уровни напряженности электрического поля излучения $E_1 = 100 \text{ В/см}$ и $E_2 = 1 \text{ кВ/см}$ в направлении максимума излучения.

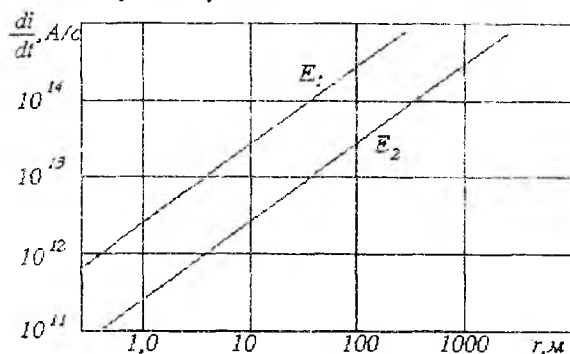


Рис. 7

Реализация перепадов тока со скоростями нарастания $\frac{di}{dt} \geq 10^{13}$ А/с

представляет собой весьма сложную задачу, поэтому необходимо предусматривать меры для обострения импульса тока введением в схему специальных обострителей, либо использовать антенны с малым значением входного импеданса, обладающие более высокой эффективностью излучения.

Таким образом, показано, что применение ВМГ в качестве источников энергии в источниках электромагнитного излучения требует применения мер для укорочения импульса выходного тока ВМГ и повышения скорости нарастания тока. В качестве таких мер можно рассматривать выбор соответствующего закона изменения индуктивности, либо использование схемы с емкостной нагрузкой. Рассмотрены функции выходного тока ВМГ в схеме I порядка, формирующей униполярный импульс в активной нагрузке ВМГ, и в схеме II порядка с емкостной нагрузкой, в которой реализуется колебательный режим изменения тока. Наибольшие скорости нарастания тока, а следовательно, наиболее высокие значения излучаемой мощности в обеих схемах достигаются в случае линейного и степенного законов изменения индуктивности ВМГ. При этом форма и длительность импульса тока, либо огибающая тока и вид осциллирующий определяются временным законом изменения индуктивности. В качестве излучателя возможно использование магнитного диполя, подключенного непосредственно к выходу ВМГ.

Список литературы: 1. Кнопфель Г. Сверхсильные магнитные поля: Пер. с англ. М.: Мир. 1972. 291 с. 2. Сахаров А.Д., Людаев Р.З., Смирнов Е.Н. Магнитная кумуляция // ДАН СССР, 1965. Т. 165, № 1. С. 65 — 68. 3. Сверхсильные магнитные поля: Физика. Техника. Применение / Труды третьей международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам / Под ред. В.М. Титова, Г.А. Швецова. М.: Наука, 1984. 368 с. 4. Буренин Ю.А., Швецов Г.А. Возможности взрывного МГД-генератора как источника энергии для плазменного фокуса // ПМТФ, 1981, № 3. С. 81–86. 5. Лонин Ю.Ф., Пушкарев С.С., Чумаков В.И. Проблемы создания и применения источников мощного электромагнитного излучения с питанием от взрывомагнитного генератора / Международная конференция "Теория и техника антенн" (МКТТА'95): Тезисы докладов / Харьков: ХТУРЭ. 1995. С. 117. 6. Fortov V.E., Didenko A.N., Karpushin Y.V. et al Generation of high power electron beam and microwave radiation with the aid of high explosives // Megagauss Magnetic Field and Pulsed Power Application. 1994. P. 939 – 946. 7. Pavlovskii A.I., Kravchenko A.S., Selemir V.D. et al. EMG magnetic energy for superpower electromagnitic microwave pulse generation // Megagauss Magnetic Field and Pulsed Power Application. 1994. P. 961–968. 8. Prishchepenko A.B., Shchelkachev M.V. Dissipative and diffusive losses in helical EMG with capacitive loads // Megagauss Magnetic Field and Pulsed Power Application. 1994. P. 667 – 670. 9. Биченков Е.И. Усиление тока и увеличение энергии в плоских магнито-кумулятивных генераторах с диффузией потока // ПМТФ, 1976, № 4. С. 121–126. 10. Хармут Х. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи: Пер с англ. М.: Радио и связь, 1985. 376 с.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 02.12.98