УДК 621.37

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ СВЧ ПУТЕМ ТРАНСФОРМАЦИИ ТИПОВ КОЛЕБАНИЙ РЕЗОНАТОРА

С. Н. Артеменко

В [1, 2] сообщалось о выводе накопленной в резонаторе энергии электромагнитного поля путем трансформации высокодобротного рабочего типа колебаний во вспомогательный сильно связанный с нагрузкой с целью формирования мощных импульсов СВЧ. В данной работе приводится анализ такого способа вывода энергии, дается приближенный расчет его эффективности и проводится сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

В [3] показано, что явление взаимодействия различных типов колебаний резонатора в точке совпадения их собственных частот может быть описано с помощью теории связанных колебательных контуров Основываясь на таком подходе, взаимодействующие моды резонатора можно представить в виде двух связанных резонаторов, а анализ процесса их взаимодействия при быстром включении связи между ними провести используя метод матрицы рассеяния [4].

Рассмотрим систему двух связанных объемных резонаторов (рис. 1) с элементами связи k, h, m и амплитудами падающих и отраженных волн соответственно a_1—a_6, b_1 — b_6. Штриховые линии на рис 1 указывают эквивалентные плоскости закороток. Пусть до момента времени $t=0$ в резонаторе *1* идет процесс накопления энергии и $h=0$ При $t=0$ включается связь h. Предположим также, что в этом случае частота резонансной системы адиабатически уходит от частоты питающего генератора, в силу чего в системе, начиная с отмеченного момента времени, будут происходить только свободные колебания. В этом случае для волн внутри и вне системы с учетом их взаимного временного запаздывания можно записать:

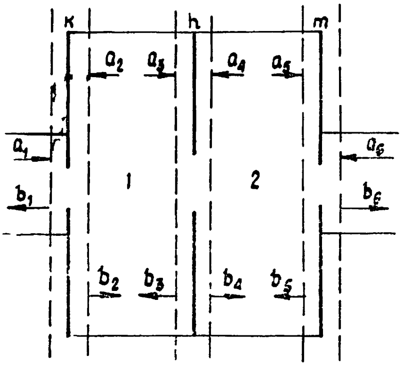

Рис. 1.

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sqrt{1-k^2} & jk \\ jk & -\sqrt{1-k^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ a_2 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} b_3 \\ b_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sqrt{1-h^2} & jh \\ jh & -\sqrt{1-h^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_3 \\ a_4 \end{pmatrix}, \tag{1}$$

$$\begin{pmatrix} b_5 \\ b_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sqrt{1-m^2} & jm \\ jm & -\sqrt{1-m^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_5 \\ 0 \end{pmatrix};$$

$$a_2(t+T_1/2) = b_3(t)e^{-\alpha/2}, \quad a_3(t) = b_2(t-T_1/2)e^{-\alpha/2},$$
$$a_4(t) = b_5(t-T_2/2)e^{-\beta/2}, \quad a_5(t+T_2/2) = b_4(t)e^{-\beta/2}, \tag{2}$$

где T_1, T_2, α, β — время двойного пробега волн в первом и втором резонаторах и постоянные затухания волн соответственно. Используя соотношения (1) и разложение в ряд по $T_1/2$ и $T_2/2$ равенств (2), для волн $b_2(t)$ и $b_6(t)$ нетрудно получить следующую систему приближенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{db_2}{dt} + \frac{b_2}{\tau_1} \simeq \frac{h}{T_1 m} b_6, \quad \frac{db_6}{dt} + \frac{b_6}{\tau_2} \simeq -\frac{mh}{T_2} b_2, \tag{3}$$

где

$$\tau_1 \simeq T_1/(\alpha+k^2/2), \qquad \tau_2 \simeq T_2/(\beta+m^2/2),$$

$$\alpha, \beta, k^2/2, h^2/2, m^2/2 \ll 1, \qquad \alpha, \beta \ll m^2/2, \qquad T_1 \simeq T_2 .$$

Систему (3) можно решить методом сведения к однородному дифференциальному уравнению второго порядка Из (3) имеем

$$b_2(t) = -\frac{T_2}{mh}\left(\frac{db_6}{dt} + \frac{b_6}{\tau_2}\right). \tag{4}$$

Подставляя (4) в первое уравнение (3), получаем

$$\frac{d^2 b_6}{dt^2} + \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)\frac{db_6}{dt} + \left(\frac{1}{\tau_1 \tau_2} + \frac{h^2}{T_1 T_2}\right) b_6 = 0. \tag{5}$$

Решение уравнения (5) ищем в форме $b_6(t) = Ce^{\lambda t}$. Тогда из (5) следует характеристическое уравнение вида

$$\lambda^2+\frac{(\tau_1+\tau_2)}{\tau_1\tau_2}\lambda+\frac{1}{\tau_1\tau_2}+\frac{h^2}{T_1T_2}=0. \tag{6}$$

Корни уравнения (6) есть

$$\lambda_{1,2}=-\frac{1}{2}\frac{(\tau_1+\tau_2)}{\tau_1\tau_2}\pm\sqrt{\frac{(\tau_1-\tau_2)^2}{4\tau_1^2\tau_2^2}-\frac{h^2}{T_1T_2}}. \tag{7}$$

Из (7) видно, что характер решения дифференциального уравнения (5) будет зависеть от соотношения между τ_1, τ_2 и h. Соответствующим образом будет зависеть и характер поведения во времени амплитуд волн в резонансной системе

Исследуем наиболее интересный с точки зрения формирования таким способом импульсов СВЧ случай, когда $\tau_1\gg\tau_2$. Тогда согласно (7)

$$\lambda_{1,2}\simeq-\frac{1}{2\tau_2}\left[1+\frac{\tau_2}{\tau_1}\mp\left(1-\frac{\tau_2}{\tau_1}-\frac{2h^2\tau_2^2}{T_1T_2}\right)\right]. \tag{8}$$

Пусть связь h настолько слабая, что $4h^2\tau_2^2\ll T_1T_2$. Тогда из (8) получаем $\lambda_1\simeq-1/\tau_3=-\left(1+\frac{h^2\tau_1\tau_2}{T_1T_2}\right)/\tau_1$, $\lambda_2\simeq-1/\tau_2$. Используя (4) и начальные условия $b_2(0)=b_{20}$, $b_6(0)=0$, решение системы (3) в этом случае можно представить в виде

$$b_2(t)=b_{20}\,e^{-t/\tau_3},\quad b_6(t)=-(2h/m)\,b_{20}\,(e^{-t/\tau_3}-e^{-t/\tau_2}). \tag{9}$$

Из (9) нетрудно получить, что $b_6^2(t)$ достигает своего максимального значения при $t_0=-\tau_2\ln(\tau_2/\tau_3)$. При этом

$$b_6^2(t_0)\simeq\frac{4h^2}{m^2}\,b_{20}^2. \tag{10}$$

Равенство (10) означает, что при очень слабой междутиповой связи ($h\ll m^2/4$) амплитуда импульса СВЧ на выходе m резонансной системы растет пропорционально квадрату отношения h/m.

При увеличении связи до $h=h_к=\sqrt{T_1T_2}\,/\,2\tau_2=m^2/4$ характер решения уравнения (5) меняется. В этом случае $\lambda_1=\lambda_2\simeq-1/2\tau_2$ и решение в форме (9) неприемлемо. Для отыскания решения представим его в виде $b_6(t)=(C_1+C_2t)e^{\lambda t}$, где C_1, C_2 — постоянные, λ — параметр. Тогда с учетом начальных условий для $b_2(t)$ и $b_6(t)$ находим

$$b_2(t)=b_{20}(1+t/2\tau_2)e^{-t/2\tau_2},\quad b_6(t)=-(mh/T_2)\,b_{20}\,te^{-t/2\tau_2}. \tag{11}$$

Из (11) можно убедиться, что при этом $b_2(t)$ монотонно падает с точкой перегиба в момент $t_0=2\tau_2$, а $b_6(t)$ в этот момент достигает своего максимума. Причем

$$b_6^2(t_0)\simeq\frac{m^2}{e^2}\,b_{20}^2\approx\frac{h_к}{2}\,b_{20}^2. \tag{12}$$

Сравнение (10) и (12) показывает, что по мере увеличения h амплитуда импульса СВЧ $b_6^2(t_0)$ растет пропорционально $h^2/h_к^2$ от нуля до $0{,}5\,h_кb_{20}^2$. При этом постоянная затухания импульса уменьшается от $0{,}5\tau_3$ до τ_2

Дальнейшее увеличение h приводит к переходу от апериодического процесса передачи энергии к периодическому — в системе начинаются биения — взаимная поочередная перекачка энергии из одного резонатора в другой Частота биений Ω дается соотношением $\Omega=(1/2\tau_2)\sqrt{1-4h^2\tau_2^2/T_1T_2}$. При $h\gg h_к$ частота Ω стремится к $\Omega_0=\sqrt{h^2/T_1T_2}$. При этом $\lambda_{1,2}\simeq-1/2\tau_2\pm j\Omega_0$ и решение системы (3) можно представить в виде

$$\begin{aligned}b_2(t)&=b_{20}e^{-t/2\tau_2}\cos\Omega_0t,\\ b_6(t)&=-mb_{20}\sqrt{T_1/T_2}\,e^{-t/2\tau_2}\sin\Omega_0t.\end{aligned} \tag{13}$$

Первый максимум $b_6^2(t_0)$ в (13) достигается при $t_0=\pi/2\Omega_0$ и равен

$$b_6^2(t_0)\simeq m^2\,b_{20}^2(1-\pi h_к/h). \tag{14}$$

Из (14) следует, что при достаточно больших значениях $h\gg m^2/4$ амплитуда СВЧ импульса асимптотически приближается к значению $m^2b_{20}^2$.

Вывод энергии в рассматриваемом способе осуществляется опосредованно — через вспомогательный резонатор (тип колебаний). Поэтому эффективность η формирования импульсов СВЧ таким способом определим как отношение амплитуды сформированного импульса $b_6^2(t_0)$ к максимально возможной его амплитуде, которая равна $m^2b_{20}^2$ и может быть достигнута только при непосредственном быстром вклюсвязи m резонатора-накопителя с нагрузкой. Из равенств (10), (12), (14) сле- …что по мере увеличения межтиповой связи эффективность монотонно растет, …ая значения, близкого к единице при $h \approx m$ Качественная зависимость η от …ины связи h при фиксированном m приведена на рис. 2 (сплошная линия).

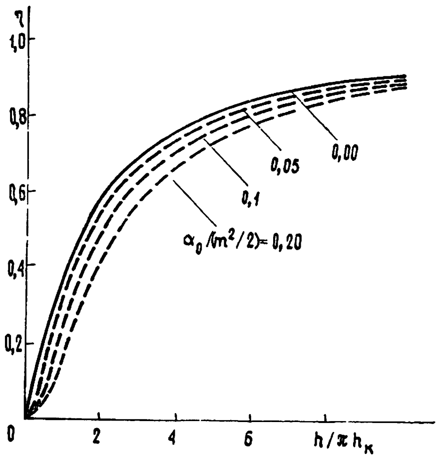

Рис. 2.

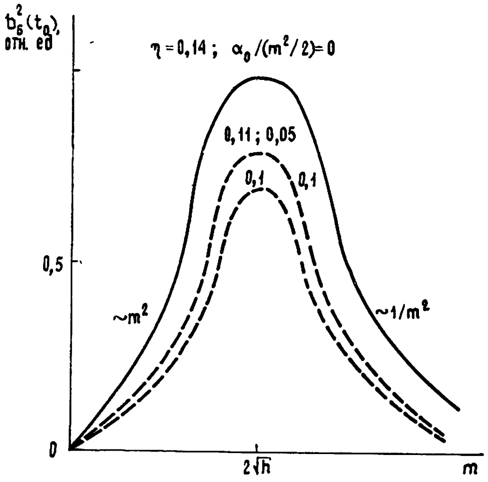

Рис. 3.

На практике значение h ограничено сверху возможностями коммутатора, обусловливающего межтиповую связь в резонаторе. Поэтому максимальная амплитуда сформированного импульса будет достигаться при вполне определенном значении m Из соотношений (10), (12), (14) нетрудно видеть, что максимальной амплитуде будет соответствовать $m \simeq 2\sqrt{h}$. При этом $\eta \simeq 0{,}14$. На рис. 3 сплошной линией изображена качественная зависимость $b_6^2(t_0)$ от m при фиксированном h.

Выше приведены результаты приближенного расчета η без учета потерь в стенках резонатора и коммутаторе. Учет потерь в коммутаторе можно осуществить введя дополнительное затухание волн $\delta\alpha$, $\delta\beta$ в резонаторах. Полагая $\alpha_1 \simeq \alpha + \delta\alpha$, $\beta_1 \simeq \beta + \delta\beta$ и считая, что $\alpha_1 \approx \beta_1 = \alpha_0$ и выполняется неравенство $\alpha_0 \ll m^2/2$, из (9), (11), (13) для эффективности формирования получаем следующие уточненные соотношения.

$$
\begin{aligned}
\eta_1 &= \frac{1}{4}\,\frac{h^2}{h_к^2}\left(1 - \frac{8\alpha_0}{m^2/2}\right) = \eta_{10}\left(1 - \frac{8\alpha_0}{m^2/2}\right), \qquad h \ll h_к,\\
\eta_2 &= \frac{1}{e^2}\left(1 + \frac{4\alpha_0}{m^2/2}\right)^{-1} = \eta_{20}\left(1 + \frac{4\alpha_0}{m^2/2}\right)^{-1}, \qquad h = h_к, \qquad (15)\\
\eta_3 &= 1 - \frac{\pi h_к}{h} - \frac{\pi h_к}{h}\,\frac{2\alpha_0}{m^2/2} = \eta_{30} - \frac{\pi h_к}{h}\,\frac{2\alpha_0}{m^2/2}, \qquad h \gg h_к.
\end{aligned}
$$

Кривые зависимости η от h для различных значений отношения $\alpha_0/(m^2/2)$, характеризующего, насколько суммарные потери в стенках резонатора и коммутатора меньше потерь на излучение при выводе энергии, приведены на рис. 2 пунктирными линиями. Влияние потерь на амплитуду импульса в зависимости от m при фиксированном h показывают пунктирные кривые рис. 3. Из рисунков видно, что для сохранения эффективности формирования на достаточно высоком уровне необходимо, чтобы суммарные потери СВЧ энергии в стенках резонатора и коммутаторе были по крайней мере на порядок меньше потерь на излучение при выводе энергии.

В случае нарушения условия $\alpha_0 \ll m^2/2$ достичь высокой эффективности практически трудно, так как при этом основная часть накопленной энергии рассеивается в резонаторе и переключающем элементе.

В конкретных устройствах резонансных систем [1, 2] значение m может достигать 0,1 и более, поэтому предельный коэффициент усиления мощности в импульсе СВЧ, определяемый в таких устройствах как отношение $b_6^2(t_0)/a_1^2 = m^2 M^2$, где $M^2 = 1/2\alpha$ [5], при сверхпроводящем исполнении резонатора-накопителя может составлять 40—50 дБ.

Для сравнения полученных результатов с экспериментальными данными [1, 2] была рассчитана величина межтиповой связи γ, обеспечиваемой коммутатором, использованным в отмеченных работах. При этом коммутатор — электрический разрядник представлялся в виде антенны над проводящей плоскостью, а расчет проводился по методу, изложенному в [3]. Связь между γ и h была определена из сопоставления выражений для добротности резонатора-накопителя, полученных на основе теории связанных колебательных контуров и по методу матрицы рассеяния. Расчет эффективности проводился по выражениям (10), (12), (14). Получено удовлетворительное численное соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами.

В заключение автор благодарит Ю. Г. Юшкова и С. В. Разина за полезные советы при обсуждении результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Артеменко С. Н., Каминский В. Л., Юшков Ю. Г. — Письма в ЖТФ, 1981, 7, № 24, с. 1529.
2. Артеменко С. Н., Диденко А. Н., Каминский В. Л., Юшков Ю. Г. — ЖТФ, 1983, 53, № 9, с 1885.
3. Штейншлейгер В. Б. Явление взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах — М.: Оборонгиз, 1955, с. 48.
4. Альтман Дж. Устройства СВЧ. — М. Мир, 1968, с 230.
5. Диденко А. Н., Юшков Ю. Г. Мощные СВЧ импульсы наносекундной длительности. — М.. Энергоатомиздат, 1984, с. 79.

Томский политехнический институт

Поступила в редакцию 4 апреля 1986 г.

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ!

Всесоюзное агентство по авторским правам (ВААП) сообщает, что в 1987 г. агентство производит выплату авторского гонорара за перепечатку за рубежом статей, опубликованных в журнале «Радиофизика» в 1983 и 1984 гг. Гонорар, поступивший за право перепечатки, выплачивается по желанию авторов в рублях или чеках Внешпосылторга.

Для получения гонорара автору необходимо оформить справку-заявление и направить ее на расчет по адресу:

103670 г. Москва, ул. Б. Бронная, 6-а, Валютное управление ВААП.

Справки-заявления на выплату гонорара по журналу 1983 г. издания принимаются до 1 декабря 1987 г., а по журналу 1984 г. — до 1 июля 1988 г. Выплата гонорара по журналу 1984 г. издания будет производиться начиная с июля 1987 г.

По истечении установленных сроков выплаты гонорара невостребованные суммы списываются в доход госбюджета и автор теряет право на получение гонорара.