ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Том 35, N 6,7 РАДИОФИЗИКА 1992

УДК 621.37

АНАЛИЗ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМЕ SLED

С.Н. Артеменко

В работе методом матрицы рассеяния проведен детальный анализ процессов накопления и вывода СВЧ энергии в системе SLED. Получены аналитические выражения для огибающих, формируемых системой радиоимпульсов, поступающих в нагрузку и к питающему СВЧ генератору. Определена зависимость усиления ВЧ мощности системы от расстройки рабочих частот и добротности накопительных резонаторов, коэффициентов их связи с питающими ВЧ трактами, времени переключения фазы питающей волны и разности фаз волн в волноводных трактах резонаторов.

1. Как известно [1 - 4], в системе компрессии СВЧ энергии типа SLED для увеличения импульсной ВЧ мощности СВЧ генератора используются два сильносвязанных с питающими ВЧ трактами и соединенных по гибридной схеме сверхразмерных накопительных резонатора, фаза питающей волны которых после завершения процесса накопления энергии изменяется на 180°. При этом, так как в системе при формировании радиоимпульсов происходит суммирование волн от двух резонаторов, параметры формируемых импульсов зависят от характеристик каждого из резонаторов и характеристик волноводных трактов, соединяющих резонаторы с мостом. Кроме того, они зависят и от работы фазовращателя, осуществляющего инверсию фазы. Очевидно, что для проектирования эффективно работающих систем знание этих зависимостей необходимо.

В ряде публикаций [5 - 8] приведены некоторые результаты исследования влияния различных характеристик элементов системы на параметры импульсов. Однако результаты эти разрознены и недостаточно полны. К тому же они касаются только системы с "обычными" медными накопительными резонаторами и практически не затрагивают сверхпроводящего ее варианта. Вместе с тем, сверхпроводящая система SLED представляет несомненный самостоятельный интерес как

формирователь радиоимпульсов с максимально возможным коэффициентом усиления ВЧ мощности среди устройств такого типа и как возможный источник относительно длинных импульсов СВЧ ($t_и \geq 1$ мкс) с огибающей, достаточно близкой к прямоугольной.

В настоящей работе изложены результаты детального анализа работы системы SLED. Получены выражения для огибающих, формируемых системой импульсов СВЧ. Выражения позволяют рассчитывать требуемые характеристики элементов как обычной, так и сверхпроводящей системы по заданным значениям параметров импульсов и, наоборот, оценивать параметры импульсов по характеристикам элементов системы.

2. Анализ работы системы проведен на основе метода матрицы рассеяния. При этом система представлена в виде схемы, изображенной на рис. 1, где *1* – питающий СВЧ генератор, *2* – согласованная нагрузка, *3* – трехдецибеловый волноводный мост, P_1, P_2 – накопительные резонаторы, $a_1 - a_4$, c_1, c_2, f_1, f_2 и $b_1 - b_4$, d_1, d_2, g_1, g_2 – соответственно падающие и отраженные волны, штриховые линии – положения минимумов стоячих волн.

Сначала рассмотрим процесс накопления энергии в резонаторах. При этом будем считать, что резонаторы имеют различные рабочие частоты ω_1 и ω_2, отличающиеся от частоты генератора ω, и $\delta\omega_1 = |\omega - \omega_1|$, $\delta\omega_2 = |\omega - \omega_2|$, а связь резонаторов с ВЧ трактами характеризуется числами k и m ($0 < k, m \ll 1$). Тогда, согласно методу матрицы рассеяния [9], для падающих c_1, c_2, f_1, f_2 и отраженных d_1, d_2, g_1, g_2 волн внутри и вне резонаторов с учетом их взаимного временного запаздывания имеем равенства:

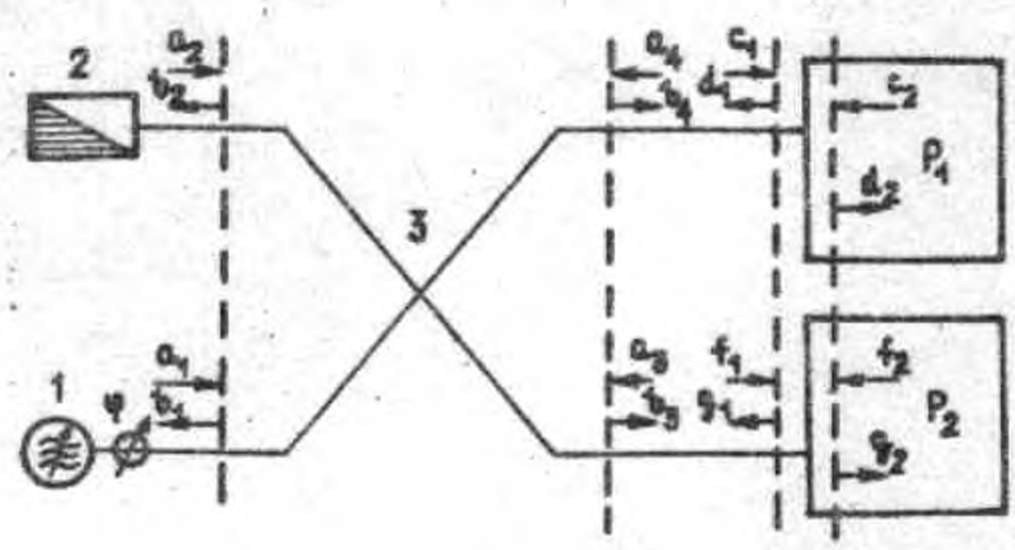

Рис.1.

$$\begin{pmatrix} d_1(t) \\ d_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sqrt{1-k^2} & jk \\ jk & -\sqrt{1-k^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \end{pmatrix}; \qquad (1)$$

$$\begin{pmatrix} g_1(t) \\ g_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sqrt{1-m^2} & jm \\ jm & -\sqrt{1-m^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1(t) \\ f_2(t) \end{pmatrix}; \qquad (2)$$

$$c_2(t) = -d_2(t - T_1)\exp(-\alpha_1 - 2j\varphi_1); \qquad (3)$$

$$f_2(t) = -g_2(t - T_2)\ \exp(-\alpha_2 - 2j\varphi_2), \tag{4}$$

где α_1, α_2, T_1, T_2 - постоянные затухания и время двойного пробега волн в резонаторах, соответственно, $T_1 \approx T_2 = T$; φ_1, φ_2 - набег фазы волн в первом и втором резонаторах при двойном их пробеге из-за несовпадения частот резонаторов с частотой генератора.

Для получения общего результата достаточно рассмотреть процесс накопления в одном из резонаторов, например в первом. Из (1) имеем

$$d_1(t) = -\sqrt{1-k^2}\ c_1(t) + jkc_2(t),$$

$$d_2(t) = jkc_1(t) - \sqrt{1-k^2}\ c_2(t). \tag{5}$$

Используя (3), для $d_2(t)$ находим

$$d_2(t) = jkc_1(t) + \sqrt{1-k^2}\ d_2(t - T)\ \exp(-\alpha_1 - 2j\varphi_1). \tag{6}$$

Разлагая в (6) $d_2(t - T)$ в ряд по T и пренебрегая членами ряда с порядком выше первого, для d_2 получаем следующее приближенное дифференциальное уравнение:

$$\frac{dd_2}{dt} + \frac{d_2}{\tau} \approx \frac{jkc_1}{T\sqrt{1-k^2}\ \exp(-\alpha_1 - 2j\varphi_1)}, \tag{7}$$

где

$$\tau \approx \frac{T\sqrt{1-k^2}\ \exp(-\alpha_1 - 2j\varphi_1)}{1 - \sqrt{1-k^2}\ \exp(-\alpha_1 - 2j\varphi_1)}.$$

Нетрудно показать, что решением этого уравнения является выражение вида

$$d_2 \approx \frac{jkc_1 \exp(-j\gamma_1)}{(\alpha_1 + k^2/2)\sqrt{1 + 4\delta\omega_1^2 Q_{H1}^2/\omega_1^2}} \left(1 - \exp(-t/\tau_{01} - 2j\delta\omega_1 t)\right), \tag{8}$$

где

$$\gamma_1 = \operatorname{arctg} \frac{2\delta\omega_1 Q_{H1}}{\omega_1}, \qquad Q_{H1} \approx \frac{\omega_1 T}{\alpha_1 + k^2/2}, \qquad \tau_{01} \approx \frac{T}{\alpha_1 + k^2/2}.$$

Аналогичное выражение можно получить и для волны g_2 во втором резонаторе:

$$g_2 \approx \frac{jmf_1 \exp(-j\gamma_2)}{(\alpha_2 + m^2/2)\sqrt{1 + 4\delta\omega_2^2 Q_{H2}^2/\omega_2^2}} \left(1 - \exp(-t/\tau_{02} - 2j\delta\omega_2 t)\right), \quad (9)$$

где

$$\gamma_2 = \operatorname{arctg} \frac{2\delta\omega_2 Q_{H2}}{\omega_2}, \qquad Q_{H2} \approx \frac{\omega_2 T}{\alpha_2 + m^2/2}, \qquad \tau_{02} \approx \frac{T}{\alpha_2 + m^2/2}.$$

Из (8), (9) следует, что в случае наличия расстройки частот резонаторов относительно частоты генератора процесс накопления энергии идет с затухающими с течением времени биениями амплитуды волн в резонаторах. При этом периоды биений для первого и второго резонаторов, соответственно, равны $\pi/\delta\omega_1$ и $\pi/\delta\omega_2$. Максимальные же значения амплитуды волн в резонаторах достигают величин в $\sqrt{1+4\delta\omega_{1,2}^2 Q_{H1,2}^2/\omega_{1,2}^2}$ раз меньше, чем в случае отсутствия расстройки.

Амплитуды отраженных от резонаторов волн при накоплении энергии могут быть легко найдены из выражений (3), (4), (8), (9).

Для определения амплитуды отраженных от резонаторов волн при инверсии фазы питающей волны, осуществляемой, как отмечалось выше, после завершения процесса накопления, в выражениях (1), (2) заменим c_1 на $c_1(2e^{-t/\tau_\Phi} - 1)$ и f_1 на $f_1(2e^{-t/\tau_\Phi} - 1)$, где τ_Φ - постоянная переходного процесса переключения фазы. Далее, действуя по аналогии с процедурами, описываемыми выражениями (5) - (7), и используя равенства (8), (9) при $t \to \infty$, для волн внутри резонаторов получаем следующие соотношения:

$$d_2 \approx \frac{jkc_1 \exp(-j\gamma_1)}{(\alpha_1 + k^2/2)\sqrt{1 + 4\delta\omega_1^2 Q_{H1}^2/\omega_1^2}} \left\{2\left[1 + \frac{\tau_\Phi}{\tau_1 - \tau_\Phi}\right] e^{-t/\tau_1} - \right.$$

$$\left. - \left[1 + \frac{2\tau_\Phi e^{-t/\tau_\Phi}}{\tau_1 - \tau_\Phi}\right]\right\}; \quad (10)$$

$$g_2 \approx \frac{jmf_1 \exp(-j\gamma_2)}{(\alpha_2 + m^2/2)\sqrt{1 + 4\delta\omega_2^2 Q_{H2}^2/\omega_2^2}} \left\{2\left[1 + \frac{\tau_\Phi}{\tau_2 - \tau_\Phi}\right] e^{-t/\tau_2} - \right.$$

$$- \left[1 + \frac{2\tau_\Phi e^{-t/\tau_\Phi}}{\tau_2 - \tau_\Phi}\right]\Bigg\}, \qquad (11)$$

где $\frac{1}{\tau_1} \approx \frac{1}{\tau_{01}} + 2j\delta\omega_1$, $\frac{1}{\tau_2} \approx \frac{1}{\tau_{02}} + 2j\delta\omega_2$. Как видно из (10), (11), после инверсии фазы в резонаторах опять начинаются затухающие с течением времени биения амплитуды волн. При этом глубина биений амплитуды определяется соотношением между τ_{01}, τ_{02}, $\delta\omega_1$, $\delta\omega_2$ и τ_Φ.

Используя равенства (1), (2), (10), (11) для искомых амплитуд, отраженных от резонатров после переключения фазы волн, нетрудно получить следующие выражения:

$$d_1 \approx c_1\Bigg\{\sqrt{1 - k^2}\,[2\exp(-\frac{t}{\tau_\Phi}) - 1] + \frac{k^2\exp(-j\gamma_1)}{(\alpha_1 + k^2/2)\sqrt{1 + 4\delta\omega_1^2 Q_{H1}^2\omega_1^{-2}}} \times$$

$$\times \left[2(1 + \frac{\tau_\Phi}{\tau_1 - \tau_\Phi})\exp(-\frac{t}{\tau_1}) - \left(1 + \frac{2\tau_\Phi\exp(-t/\tau_\Phi)}{\tau_1 - \tau_\Phi}\right)\right]\Bigg\}; \qquad (12)$$

$$g_1 \approx f_1\Bigg\{\sqrt{1 - m^2}\,[2\exp(-\frac{t}{\tau_\Phi}) - 1] + \frac{m^2\exp(-j\gamma_2)}{(\alpha_2 + m^2/2)\sqrt{1 + 4\delta\omega_2^2 Q_{H2}^2\omega_2^{-2}}} \times$$

$$\times \left[2(1 + \frac{\tau_\Phi}{\tau_2 - \tau_\Phi})\exp(-\frac{t}{\tau_2}) - \left(1 + \frac{2\tau_\Phi\exp(-t/\tau_\Phi)}{\tau_2 - \tau_\Phi}\right)\right]\Bigg\}. \qquad (13)$$

При $\tau_\Phi = 0$ выражения (12), (13) преобразуются к виду

$$d_1\Big|_{t=+0} \approx c_1\left\{1 + \frac{2\beta_1}{1 + \beta_1}\,\frac{\exp(-j\gamma_1)}{\sqrt{1 + 4\delta\omega_1^2 Q_{H1}^2\omega_1^{-2}}}\right\}; \qquad (14)$$

$$g_1\Big|_{t=+0} \approx f_1\left\{1 + \frac{2\beta_2}{1 + \beta_2}\,\frac{\exp(-j\gamma_2)}{\sqrt{1 + 4\delta\omega_2^2 Q_{H2}^2\omega_2^{-2}}}\right\}, \qquad (15)$$

где $\beta_1 \approx k^2/2\alpha_1$, $\beta_2 \approx m^2/2\alpha_2$, $t = +0$ – момент переключения фазы.

Из (12), (13) видно, что амплитуды отраженных волн достаточно сложно зависят от β, $\delta\omega$, $Q_н$ и $\tau_ф$. Постоянные же затухания этих волн $\tau_{01} \approx \frac{\omega_1 T}{\alpha_1(1+\beta_1)}$, $\tau_{02} \approx \frac{\omega_2 T}{\alpha_2(1+\beta_2)}$ показывают, что в сверхпроводящих резонаторах даже при больших $\beta \geq 10^2 \div 10^3$ τ_{01} и τ_{02} могут быть относительно большими ($\geq$ 1 мкс при $\frac{\omega_1 T}{\alpha_1} \approx \frac{\omega_2 T}{\alpha_2} \approx$ 1 мс). Именно поэтому сверхпроводящие системы SLED могут позволить формировать сигналы с огибающей, достаточно близкой к прямоугольной, если инверсию фазы осуществлять за время порядка $\tau_{01} \approx \tau_{02}$ до момента окончания питающего систему импульса СВЧ. При этом, как видно из соотношений (14), (15), амплитуда отраженного сигнала в момент переключения фазы может достигать значений $\sim 3c_1 \approx 3f_1$, что является пределом для формирователей типа SLED.

Теперь рассмотрим работу системы с мостом. Используя матрицу рассеяния трехдецибелового волноводного моста [10], для волн $a_1 - a_4$, $b_1 - b_4$ (рис. 1) можно записать равенство:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & j & 1 \\ 0 & 0 & 1 & j \\ j & 1 & 0 & 0 \\ 1 & j & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ 0 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix}. \qquad (16)$$

Отсюда получаем следующие соотношения:

$$b_1 = \frac{ja_3 + a_4}{\sqrt{2}}; \quad b_2 = \frac{a_3 + ja_4}{\sqrt{2}}; \quad b_3 = \frac{ja_1}{\sqrt{2}}; \quad b_4 = \frac{a_1}{\sqrt{2}};$$

$$c_1 = \frac{a_1 e^{j\psi}}{\sqrt{2}}; \quad f_1 = \frac{ja_1 e^{j\xi}}{\sqrt{2}}; \quad a_4 = \alpha_1 e^{j\psi}; \quad a_3 = g_1 e^{j\xi};$$

$$b_1 = \frac{jg_1 e^{j\xi} + \alpha_1 e^{j\psi}}{\sqrt{2}}; \quad b_2 = \frac{g_1 e^{j\xi} + j\alpha_1 e^{j\psi}}{\sqrt{2}}, \qquad (17)$$

где ψ, ξ – набег волн в первом и втором волноводных трактах между мостом и резонаторами. Тогда на основе равенств (14), (15) и (17) для амплитуд волн b_1 и b_2, поступающих, соответственно, к генератору и в нагрузку, находим

$$b_{1,2} \approx \frac{\sqrt{\pm 1}\, a_1}{2} \left\{ \left[1 + \frac{2\beta_1}{1+\beta_1} \frac{\exp(-j\gamma_1)}{\sqrt{1 + 4\delta\omega_1^2 Q_{H1}^2 \omega_1^{-2}}} \right] \mp \exp[2j(\psi - \xi)] \times \right.$$

$$\left. \times \left[1 + \frac{2\beta_2}{1+\beta_2} \frac{\exp(-j\gamma_2)}{\sqrt{1 + 4\delta\omega_2^2 Q_{H2}^2 \omega_2^{-2}}} \right] \right\} \exp(2j\xi). \qquad (18), (19)$$

Для удобства положим $\exp(2j\xi) = 1$, тогда (18), (19) можно окончательно представить в виде

$$b_{1,2} \approx \frac{\sqrt{\pm 1}\, a_1}{2} \left\{ 1 \mp \cos 2\theta + \frac{2\beta_1}{1+\beta_1} \frac{\cos \gamma_1}{\sqrt{1 + 4\delta\omega_1^2 Q_{H1}^2 \omega_1^{-2}}} \mp \right.$$

$$\mp \frac{2\beta_2}{1+\beta_2} \frac{\cos 2\theta \cos \gamma_2}{\sqrt{1 + 4\delta\omega_2^2 Q_{H2}^2 \omega_2^{-2}}} \mp \frac{2\beta_2}{1+\beta_2} \frac{\sin 2\theta \sin \gamma_2}{\sqrt{1 + 4\delta\omega_2^2 Q_{H2}^2 \omega_2^{-2}}} \mp$$

$$\mp j \left(\sin 2\theta \pm \frac{2\beta_1}{1+\beta_1} \frac{\sin \gamma_1}{\sqrt{1 + 4\delta\omega_1^2 Q_{H1}^2 \omega_1^{-2}}} + \frac{2\beta_2}{1+\beta_2} \frac{\sin 2\theta \cos \gamma_2}{\sqrt{1 + 4\delta\omega_2^2 Q_{H2}^2 \omega_2^{-2}}} - \right.$$

$$\left. \left. - \frac{2\beta_2}{1+\beta_2} \frac{\cos 2\theta \sin \gamma_2}{\sqrt{1 + 4\delta\omega_2^2 Q_{H2}^2 \omega_2^{-2}}} \right) \right\}, \qquad (20)$$

где $\theta = \psi - \xi$. Зависимость огибающей формируемого системой радиоимпульса от времени может быть легко получена из соотношений (12), (13) и последнего равенства в цепочке формул (17). В силу громоздкости выражения для огибающей импульса его явный вид здесь не приводится. Для анализа же зависимости амплитуды сформированного сигнала от параметров θ, γ, $\delta\omega$, Q_H рассмотрим ряд простых случаев, которые, вместе с тем, дают достаточно полную картину ее поведения.

Сначала рассмотрим случай отсутствия расстройки частот резонаторов при значениях коэффициентов связи резонаторов с ВЧ трактами β_1, $\beta_2 \gg 1$. Последние условия могут быть легко реализованы в системе со сверхпроводящими резонаторами. Тогда,

полагая в (21) $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$, $\beta_1, \beta_2 \gg 1$, для волны b_2 получаем

$$b_2 \approx \frac{a_1}{2}\left\{3(1 + \cos 2\theta) - 2\left(\frac{1}{\beta_1} + \frac{1}{\beta_2}\right) + j\left(3 - \frac{2}{\beta_2}\right)\sin 2\theta\right\},$$

$$M^2 = \frac{|b_2|^2}{|a_1|^2} \approx \frac{9}{2}(1 + \cos 2\theta), \qquad (21)$$

где $\theta = (2\pi/\lambda_в)\delta l$, δl – разность длин ВЧ трактов, $\lambda_в$ – длина волны в тракте. На рис. 2а приведена зависимость коэффициента усиления ВЧ мощности $M^2 = |b_2|^2/|a_1|^2$ от разности фаз волн в волноводных трактах, обусловленной различной длиной трактов. Как видно из рисунка, в случае работы системы в коротковолновом диапазоне СВЧ эта зависимость может оказаться весьма существенной.

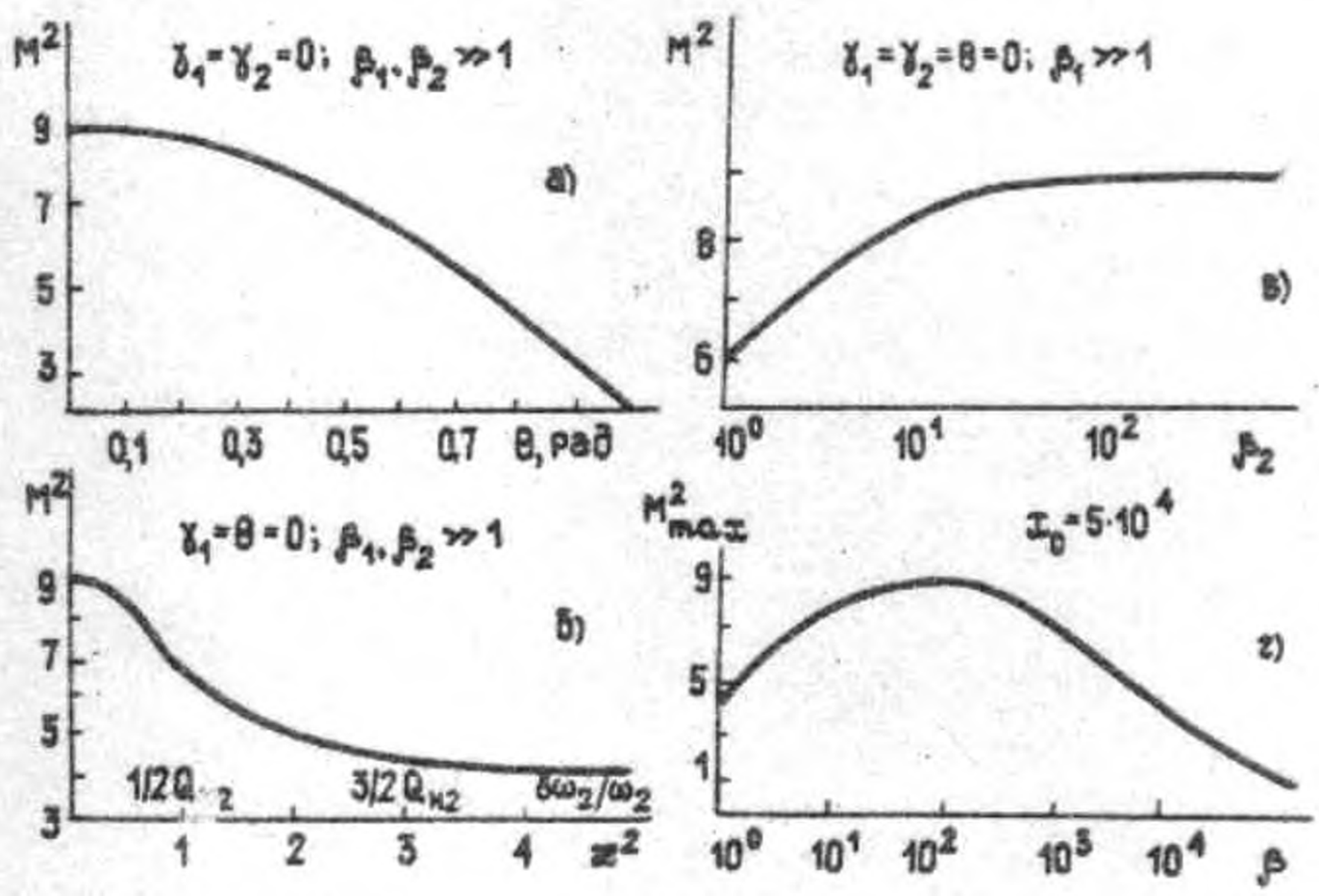

Рис. 2.

Теперь положим $\theta = 0$, $\gamma_1 = 0$, $\gamma_2 \neq 0$, $\beta_1, \beta_2 \gg 1$. Тогда из (20) для b_2 получаем

$$b_2 \approx a_1\left[2 + \frac{1}{1 + æ^2} - j\frac{æ}{1 + æ^2}\right], \qquad M^2 \approx 4 + \frac{5}{1 + æ^2}, \qquad (22)$$

где $æ^2 = 4\delta\omega_2^2 Q_{н2}^2 \omega_2^{-2}$. Соответствующая зависимость M^2 от относительной расстройки одного из резонаторов приведена на рис. 2б. Как видно из рисунка, эта зависимость является достаточно сильной. Так, при $Q_{н2} = 10^5$, в трехсантиметровом диапазоне длин волн

отклонение частоты генератора от резонансной на 10 - 15 кГц приводит к снижению значения M^2 на 25 - 30%.

Рассмотрим также зависимость M^2 от β_1, β_2 при $\gamma_1 = \gamma_2 = \theta = 0$. Нетрудно показать, что b_2 в этом случае дается выражением

$$b_2 = a_1\left\{1 + \frac{\beta_1}{1+\beta_1} + \frac{\beta_2}{1+\beta_2}\right\}. \qquad (23)$$

Для простоты примем, что $\beta_1 \gg 1$, тогда (23) преобразуется к виду

$$b_2 \approx a_1\left(2 + \frac{\beta_2}{1+\beta_2}\right). \qquad (24)$$

Отсюда получаем

$$M^2 \approx 4\left(1 + \frac{\beta_2}{2(1+\beta_2)}\right)^2. \qquad (25)$$

На рис. 2в изображено изменение M^2 как функции β_2 при $\beta_1 \gg 1$. Из рисунка видно, что эта зависимость существенна для обычных накопительных резонаторов, тогда как для сверхпроводящих она не очень критична, если только подстройка частоты одного из резонаторов к частоте второго не приводит к существенному изменению характеристик рабочего вида колебаний из-за межвидового взаимодействия.

Полученные в работе соотношения (12), (13) для d_1 и f_1 позволяют также определять оптимальные, для получения максимального усиления, значения β_1, β_2 с учетом конечности времени переключения фазы. Действительно, из (12), например при $\gamma_{1,2} = 0$, имеем

$$M = \frac{d_1}{c_1} = -\sqrt{1-k^2}\,[2\exp(-t/\tau_ф) - 1] - \qquad (26)$$

$$-\frac{k^2}{\alpha_1 + k^2/2}\left(1 + \frac{2\tau_ф \exp(-t/\tau_ф)}{\tau_1 - \tau_ф}\right) + \frac{2k^2}{\alpha_1 + k^2/2}\left(1 + \frac{\tau_ф}{\tau_1 - \tau_ф}\right)\exp(-t/\tau_1).$$

Далее, вводя переменные $\beta_1 = k^2/2\alpha_1$, $x = \tau_1/\tau_ф$, учитывая, что $k \ll 1$, дифференцируя M по t и приравнивая производную нулю, получаем равенство

$$\exp[t(x-1)/\tau_1] = 1 + \frac{(1+\beta_1)(x-1)}{2\beta_1}. \qquad (27)$$

Отсюда находим

$$t_{max} \approx \frac{\tau_1}{x - 1} \ln\left[\frac{(1 + \beta_1)(x - 1)}{2\beta_1} + 1\right]. \qquad (28)$$

Подставляя (28) в (27), для M_{max} получаем следующее выражение:

$$M_{max} \approx 1 - \frac{2\beta_1}{1 + \beta_1} - 2\left[\frac{x_0 + \beta_1 - 1}{2\beta_1}\right]^{-\frac{x_0}{x_0 - \beta_1 - 1}} \frac{x_0 + \beta_1 - 1}{x_0 - \beta_1 - 1} +$$

$$+ \frac{4\beta_1}{1 + \beta_1} \frac{x_0}{x_0 - \beta_1 - 1} \left[\frac{x_0 + \beta_1 - 1}{2\beta_1}\right]^{-\frac{1 + \beta_1}{x_0 - \beta_1 - 1}}, \qquad (29)$$

где $x_0 = \tau_{01}/\tau_\Phi$.

На рис. 2г приведена зависимость M^2_{max} от β_1 при $x_0 = 5 \cdot 10^4$, что соответствует x_0 для сверхпроводящего резонатора с $\tau_\Phi \approx 5 \cdot 10^{-8}$ с. Из рисунка следует, что максимальный коэффициент усиления достигается при $\beta_1 \approx 10^2 \div 10^3$ и составляет значение $\approx 8,5 - 8,6$. Аналогичные выражения для M^2_{max} и график зависимости M^2_{max} от $\beta_{1,2}$ получены в [8] с помощью аппарата операционного исчисления.

В заключение отметим, что выражения (1) – (4), (10), (11) и соотношения для b_2 в (17) позволяют достаточно просто определить и часть огибающей формируемого сигнала после окончания питающего импульса СВЧ. Так, при мгновенном окончании импульса огибающая имеет вид

$$b_2 \approx \left\{\frac{k^2 \exp(-j\gamma_1 + 2j\xi)}{2(\alpha_1 + k^2/2)\sqrt{1 + 4\delta\omega_1^2 Q_{H1}^2 \omega_1^{-2}}}\left[2\left(1 + \frac{\tau_\Phi}{\tau_1 - \tau_\Phi}\right)\exp\left(-\frac{t' - t + 0}{\tau_1}\right) -\right.\right.$$

$$\left.\left. - \left(1 + \frac{2\tau_\Phi \exp[(-t' - t + 0)\tau_\Phi^{-2}]}{\tau_1 - \tau_\Phi}\right)\right] \exp\left(-\frac{t}{\tau_{01}} + j\omega_1 t\right)\right\} + \qquad (30)$$

$$+ \left\{\frac{m^2 \exp(-j\gamma_2 + 2j\psi)}{2(\alpha_2 + m^2/2)\sqrt{1 + 4\delta\omega_2^2 Q_{H2}^2 \omega_2^{-2}}}\left[2\left(1 + \frac{\tau_\Phi}{\tau_2 - \tau_\Phi}\right)\exp\left(-\frac{t' - t + 0}{\tau_2}\right) -\right.\right.$$

$$\left.\left. - \left(1 + \frac{2\tau_\Phi \exp[(-t' - t + 0)\tau_\Phi^{-2}]}{\tau_2 - \tau_\Phi}\right)\right] \exp\left(-\frac{t}{\tau_{02}} + j\omega_2 t\right)\right\},$$

где t' – момент окончания импульса. Как видно из (30), если частоты резонаторов не совпадают, то после отключения генератора огибающая сигнала снова испытывает биения амплитуды.

3. Таким образом, из изложенных в работе результатов анализа переходных процессов в системе SLED следует, что совокупность рассмотренных выше факторов может приводить к существенному изменению как амплитуды формируемых системой радиоимпульсов, так и характера их огибающих, а полученные в работе выражения для огибающих позволяют проводить все необходимые расчеты для проектирования системы.

Автор благодарит С.В. Разина за полезные дискуссии при обсуждении результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Farkas Z.D., Hogg H.A., Loew G.A., Wilson P.W. Proc. of 9-fh Int. Conf. on High Energy Accel., SLAC, Stanford, Calif., 1974. P. 576.
2. Farkas Z.D., Hogg H.A., Loew G.A., Wilson P.W.//Труды 4-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. – М.:Наука, 1975. Т.1. С. 154.
3. Fiebig A., Hohbah R.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. N S-30. N 4. P. 3563.
4. Hogg H.A., Loew G.A., Price V.G.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. N S-30. N 4. P. 3457.
5. Богданович Б.Ю., Сенюков В.А. Системы линейных ускорителей и использование пучков заряженных частиц. – М.: 1987. С. 13.
6. Сенюков В.А. Системы линейных ускорителей и использование пучков заряженных частиц. – М.: 1987. С. 20.
7. Богданович Б.Ю., Сенюков В.А. Мощные физико-энергетические системы. – М.: 1988. С. 12.
8. Лавров Б.П., Лебедюк И.И., Левин В.И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. N 3. С. 444.
9. Альтман Д.Л. Устройства СВЧ. – М.:Мир, 1968.
10. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. – М.:Высшая школа, 1970. Т.1.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
при Томском политехническом институте

Поступила в редакцию
10 декабря 1990 г.

THE ANALYSIS OF TRANSIENT RESPONSES ON THE SYSTEM SLED

S.N. Artemenko

The analysis detailed of processes of the storage and extraction RF-energy on SLED system by the method of scattering matrix is presented. The analytical expressions for envelopes of RF-pulses, which are travelling to the load and RF-generator are received. The dependence of amplifier RF-power of the system on the function of turing the working freguences, a quality factor of cavities, their coefficient of coupling with feeding guides, and on the function of time switching phase, the feeding wave and difference phases of waves in guides of cavities is defined.