1992 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 62, в. 4

1992 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 62, N 4

09

ЕСТЕСТВЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В СПИНОВОМ ГЕНЕРАТОРЕ (СГ) II. СГ С СЕЛЕКТИВНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ В ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Л.С.Корниенко, С.Д.Петрова, Р.М.Умарходжаев

В части I проведен анализ естественных флуктуаций в спиновом генераторе с линейной широкополосной цепью обратной связи, характерной для СГ, работающего в качестве квантового магнитометра. При измерении магнитных полей, бо́льших магнитного поля Земли, цепь обратной связи, как правило, избирательна.

В настоящей работе приведены результаты теоретического анализа воздействия естественных флуктуаций в СГ с селективным элементом в цепи обратной связи. Проведено сравнение спектров амплитудных флуктуаций генераторов с инерционной нелинейностью: спинового генератора, молекулярного генератора, твердотельного лазера.

Анализ спинового генератора с селективным элементом в цепи обратной связи проведем в предположении, что рабочее вещество является двухуровневой системой. Тогда СГ описывается системой уравнений Блоха [1], дополненной уравнением цепи обратной связи [2], которое с учетом случайных возмущений имеет вид

$$\ddot{H}_x + 2\delta_k \dot{H}_x + \omega_k^2 = \omega_k^2 k_1 \left(\dot{M}_y + \mathcal{E}\right), \tag{1}$$

где M_y — компонента вектора намагниченности $\overset{+}{M} = (M_x, M_y, M_z)$ рабочего вещества СГ. H_x — поле обратной связи, δ_x и ω_k^1 — ширина полосы пропускания и резонансная частота селективного элемента, k_1 — коэффициент усиления усилителя цепи обратной связи, ε — шумовая эдс.

Нетрудно показать, что систему уравнений для медленно меняющихся амплитуд, полученную из уравнений СГ, можно привести к уравнениям для квадратичных величин [3], справедливых, в частности, для молекулярного генератора и твердотельного лазера. При решении уравнений СГ рассмотрим два крайних случая:

$$\text{a)}\ \delta_2 \ll \delta_k, \qquad \text{b)}\ \delta_2 \gg \delta_k, \tag{2}$$

где δ_2 — обратная величина поперечного времени релаксации рабочего вещества СГ.

а) Неравенство $\delta_2 << \delta_k$ характерно для пучковых молекулярных генераторов [4]. В СГ с селективным элементом в цепи обратной связи неравенство $\delta_2 << \delta_k$ выбором рабочего вещества и параметров селективного элемента всегда выполняется в эксперименте. При условии $\delta_2 << \delta_k$, согласно [5], уравнения для СГ сводятся к уравнениям (4), (5) (см. часть I). Спектральные характеристики в этом случае описываются ранее полученными выражениями (6)—(8) части I, где фактор насыщения имеет вид

$$z = \left(\frac{\omega_k^2 k_1}{4}\frac{\delta_k}{\delta_k^2+\Delta\omega_k^2}\right)\frac{\gamma\rho_0}{\delta_z}, \quad (3)$$

$\Delta\omega_k = \omega_k - \omega$, γ — гиромагнитное отношение, ρ_0 — стационарная амплитуда генерации.

Выражение для спектральной плотности флуктуаций амплитуды генерации при равенстве продольного и поперечного времен релаксации совпадает с выражением для спектральной плотности флуктуаций поляризации молекулярного генератора, обусловленной лишь тепловыми шумами резонатора [5].

б) Условие $\delta_z >> \delta_k$, согласно [5], позволяет привести уравнения СГ к следующему виду:

$$\dot{H} + H\left(\delta_k - \frac{\omega_k^2 k_1}{4}\frac{\delta_2}{\delta_z^2+\Delta\omega^2}\gamma M_z\right) = E_Ш,$$

$$\dot{M}_z + M_z\left(\delta_1 + \frac{\gamma^2 H^2}{4}\frac{\delta_z}{\delta_z^2+\Delta\omega^2}\right) = \delta_1 M_0, \quad (4)$$

где $H_x = H\cos(\omega t + \phi)$.

Уравнения (4) совпадают по форме с балансными уравнениями одномодового твердотельного лазера (ТТЛ) [3]. Спектральная плотность флуктуаций амплитуды описывается выражением

$$S_{H_\sim}(\Omega) = \frac{1}{\delta_1^2}\frac{(Z^2+1)^2+\frac{\Omega^2}{\delta_1^2}}{\left(2Gz^2-\frac{\Omega^2}{\delta_1^2}\right)^2+\frac{\Omega^2}{\delta_1^2}(1+z^2)^2}S_{E_{III}}, \quad (5)$$

где $Z^2 = (\gamma H_1)^2/(\delta_1\delta)$ — фактор насыщения, $\delta = \delta_2/(\delta_2^2 + \Delta\omega^2)$, $G = \delta_k/\delta_1$.

Анализ (5) в отличие от [6] проведем для случая произвольных значений G, поскольку большой выбор рабочих веществ и параметров селективного элемента позволяет реализовать спиновый генератор практически с любой величиной параметра G.

При условии $G < G_{гр}^{max} = 2(\sqrt{2}-1)$ спектральные характеристики $S_{H_\sim}(\Omega)$ — монотонно убывающие функции частоты Ω. Если $G > G_{гр}^{max} = 2(\sqrt{2}-1)$, то для значений фактора насыщения, удовлетворяющих неравенству

$$G\left(1+\sqrt{2}\right)-1-\left(G\left(1+\sqrt{2}\right)-1\right)^2-1 < z^2 < G\left(1+\sqrt{2}\right)$$
$$-1+\left(G\left(1+\sqrt{2}\right)-1\right)^2-1 \quad (6)$$

в спектре амплитудных флуктуаций, существует максимум на частоте $\Omega^{max}(G,z)$

$$\Omega^{max}(G,z) = \delta_1\sqrt{-(1+z^2)^2+\sqrt{4G^2z^4+4Gz^2(1+z^2)^2}}. \quad (7)$$

Величина $\Omega^{max}(G,z)$ при фиксированном G с ростом z возрастает, достигая максимального значения, а затем уменьшается до нуля. Высота максимума $S_{H_\sim}(\Omega^{max})$ монотонно убывает с ростом Ω.

Спектры амплитудных флуктуаций для различных значений G и z представлены на рис. 1. Из (6) и (7), а также рис. 1 следует, что вид спектра амплитудных флуктуаций существенно зависит от соотношения параметров G и z. От соотношения величин G и z зависит также вид переходного процесса установления детерминированного режима.

Если $G < G_{гр}^{кол} = 1/2$, то установление стационарной амплитуды генерации происходит апериодически. При выполнении условия $G > G_{гр}^{кол} = 1/2$ и

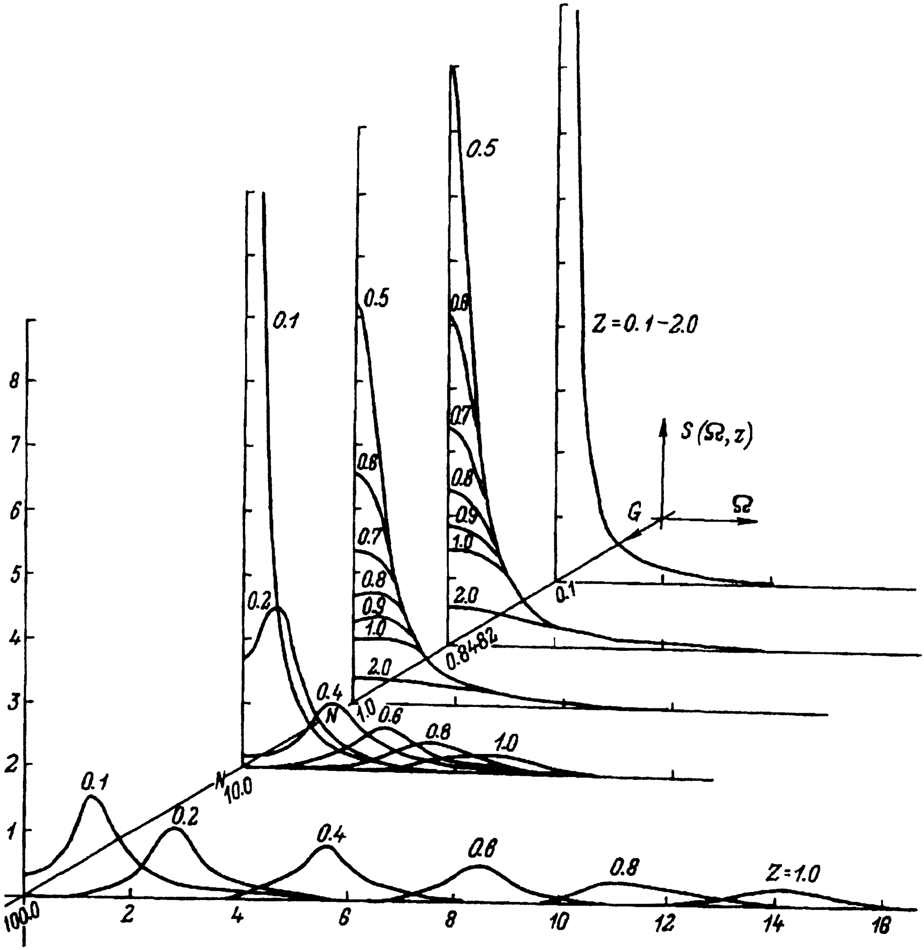

Рис. 1

$$(4G-1)-\sqrt{(4G-1)^2-1}<z^2<(4G-1)+\sqrt{(4G-1)^2-1} \quad (8)$$

в спиновом генераторе существует колебательный процесс установления стационарной генерации с частотой колебаний p

$$p=\frac{\delta_1}{2}\sqrt{8Gz^2-(1+z^2)^2}. \quad (9)$$

Согласно (7) и (9), для произвольных значений G и z частоты Ω^{max} и p различны, как и в радиотехническом генераторе с термистором [7].

Кривые, соответствующие границам неравенств (6) и (8), представлены на рис. 2. Кривая *1* на плоскости G,z в соответствии с неравенством (6) разделяет области апериодического (ниже кривой *1*) и колебательного (выше кривой *1*) переходных процессов. На той же плоскости G,z кривая *2* в соответствии с неравенством (8) разделяет области значений G и z, которым соответствуют спектральные характеристики $S_{H\sim}(\Omega)$, монотонно убывающие (ниже кривой *2*) и имеющие максимум (выше кривой *2*).

Как видно из рис. 2, если значения G и z принадлежат области I (вертикальная штриховка), то в СГ переходной процесс апериодический и спектральная

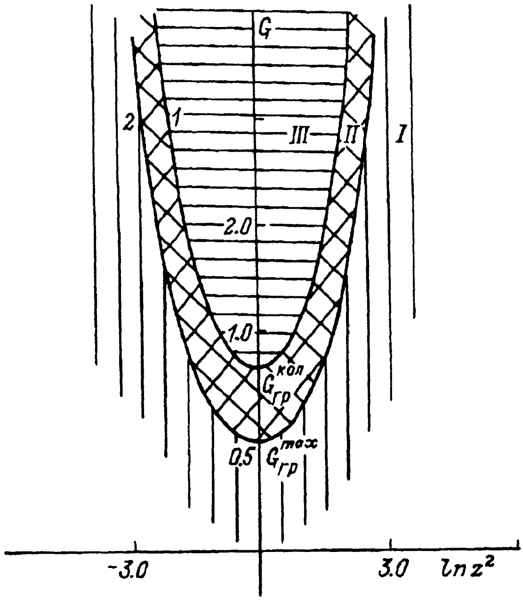

Рис. 2.

плотность флуктуаций амплитуды $S_{H\sim}(\Omega)$ монотонно убывает с ростом частоты Ω, так же как и в генераторах с безынерционной нелинейностью [8, 9]. Для значений параметров G и z, принадлежащих области *III* (горизонтальная штриховка), переходной процесс в спиновом генераторе колебательный и спектральная плотность флуктуаций амплитуды имеет максимум, что присуще, например, генератору с инерционной нелинейностью в виде термистора при достаточно большой инерционности нелинейного элемента [7—9], а также твердотельному лазеру [6].

Отметим, что существует область *II* (двойная штриховка) значений параметров G и z, когда при наличии колебательного переходного процесса установления детерминированного режима в спектре флуктуаций амплитуды нет максимума.

Несовпадение частот Ω^{max} и p, а также условий появления максимума в спектре амплитудных флуктуаций и изменения вида переходного процесса характерно для спинового генератора с линейной широкополосной цепью обратной связи (см. часть I). В частном случае больших величин G: $G \gg (1+z^2)^2/z^2$ частота $\Omega^{max} = \delta_1\sqrt{2Gz^2}$. Величина Ω^{max} в этом случае совпадает с частотой p колебаний амплитуды в процессе установления стационарного режима. Равенство частот Ω^{max} и p имеет место в твердотельном лазере [6]. Высота максимума при $G \gg (1+z^2)^2/z^2$ равна

$$S_{H\sim}(\Omega^{max}) = \frac{1}{\delta_1^2}\frac{S_{E_{III}}}{(1+z^2)^2},$$

что в $2Gz^2/(1+z^2)^4$ раз превосходит значение спектральной плотности флуктуаций амплитуды при $\Omega = 0$.

Величину спектральной плотности флуктуаций амплитуды на нулевой частоте $S_{H\sim}(\Omega = 0)$ для произвольных G и z, как и в СГ с линейной широкополосной цепью обратной связи, можно связать с величиной производной стационарной амплитуды генерации H от коэффициента усиления K_1 цепи обратной связи, поскольку

$$S_{H\sim}(\Omega = 0) = \frac{1}{\delta_1^2}\left(\frac{\partial H_1}{\partial k_1}\frac{k_1}{H_1}\right)^2 = \frac{1}{\delta_1^2}\frac{(1+z^2)^2}{(2Gz)^2}. \qquad (10)$$

Как видно из (10), в отличие от СГ с линейной широкополосной цепью обратной связи величина спектральной плотности флуктуаций амплитуды на нулевой частоте не обращается в нуль ни при каких G и z.

Список литературы

[1] *Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скроцкий Г.В.* Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972.

[2] *Умарходжаев Р.М.* // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1964. Т. 7. С. 1207–1210.

[3] *Ханин Я.И.* Динамика квантовых генераторов . М.: Сов. радио, 1975. Т. 2.

[4] *Ораевский А.Н.* Молекулярные генераторы. М.: Наука, 1964.

[5] *Малахов А.Н.* Флуктуации в автоколебательных системах. М.: Наука, 1968.

[6] Волновые и флуктуационные процессы в лазерах / Под ред. Ю.П.Климонтовича. М.: Наука, 1974.

[7] *Малахов А.Н., Сандлер М.С.* // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 1. С. 72–79.

[8] *Жаботинский М.Е.* // ЖЭТФ. 1954. Т. 26. Вып. 6. С. 758–759.

[9] *Ланда П.С.* Автоколебательные системы с конечным числом степеней свободы. М.: Наука, 1980.

Московский университет им. М.В.Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики

Поступило в Редакцию
21 января 1991 г.