обеспечивающем подавление тепловых флуктуаций контура [8], отношение сигнал/шум дается формулой

$$\mu = (\pi)^{-1} \int_0^{\infty} |\widetilde{I}_a(j\nu)|^2 d\nu / \overline{|I_a(j\nu)|^2}. \quad (5)$$

Интеграл в (5) для ультракоротких всплесков $\omega_p\widehat{\tau}\to 0$ может быть вычислен точно. Однако общее выражение для μ оказывается громоздким и неудобным для анализа. С целью упрощения рассмотрим две предельные ситуации [1].

1. Доминирует «технический шум». Пренебрегая в (5) для режима минимальных шумов предусилителя [7] естественными шумами контакта ($\Delta a\to 0$), находим из условия $\mu=1$ амплитуду порогового сигнала

$$(F_0)_1 = (2/\widehat{\tau})\,[m\varkappa(T_n)]_{\min}(\omega_\mu/\omega_p)]^{1/2}, \quad (6)$$

где m — эквивалентная масса ГД. Такая чувствительность характерна для ЭМП на идеальном реактивном элементе. Коэффициент регенерации g [5] в формулу (6) не входит, он оказывает влияние на величину оптимальной электромеханической связи $(\lambda_1\lambda_2)_g \approx 2(1-g)\Delta a(\nu_\mu\tau_s)^{-1}$.

2. Преобладает тепловой шум контакта. Для расчета потенциальной чувствительности, определяемой естественными шумами интерферометра, полагаем в (5) $\overline{|i_n(j\omega_p)|^2} = \overline{|e_n(j\omega_p)|^2} = 0$. Тогда получим

$$(F_0)_2 = (2/\widehat{\tau})\,[m\,(I_c\Phi_0)\,(\omega_\mu/\omega_p)\,(\Delta a)^2]^{1/2}. \quad (7)$$

Согласно формуле (7) потенциальная чувствительность ЭМП в режиме «вне плато» оказывается в $1/\sqrt{\Delta a}$ раз выше, чем по оценке «на плато» в работе [1] $(1/\sqrt{a}\gg 1)$.

Сравнение формул (6), (7) показывает, что технические шумы преобладают при $(T_n)_{\min}\geqslant(I_c\Phi_0\varkappa)^{-1}(\Delta a)^2\approx 10$ К для типичных значений параметров контакта $I_c=10^{-3}$ А, $L_s=10^{-6}$ Гн. Для реальных устройств СВЧ диапазона это условие можно считать выполненным [7]. Принципиальным преимуществом регенеративного усиления слабых сигналов в режиме «вне плато» является возможность использования простейших конструкций магнитомеханических преобразователей с низкой крутизной преобразования $(\delta\Phi_e/\delta x)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гусев А. В., Руденко В. Н.//ЖЭТФ. 1977. **72**, № 3. С. 1218—1231. [2] Гусев А. В., Руденко В. Н.//ЖЭТФ. 1978. **74**. № 5. С. 819—830. [3] Paik H. G.//J. Appl. Phys. 1976. **47**. P. 1168—1172. [4] Гусев А. В., Крысанов В. А.//Радиотехн. и электроника. 1985. **30**, № 3. С. 503—509. [5] Гусев А. В., Руденко В. Н.//ЖЭТФ. 1985. **88**, № 1. С. 134—144. [6] Лихарев К. К., Ульрих Б. Т. Системы с джозефсоновскими контактами. М., 1978. [7] Айнбиндер И. М. Шумы радиоприемников. М., 1974. [8] Гусев А. В., Руденко В. Н.//Радиотехн. и электроника. 1976. **21**, № 6. С. 1865—1873.

Поступила в редакцию
12.03.86
После переработки
16.02.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 4

УДК 539.284;621.373.424

К ТЕОРИИ АВТОДИННОГО СПИНОВОГО ГЕНЕРАТОРА

Ю. С. Константинов

(кафедра радиофизики СВЧ)

Автодинный спиновый генератор (АСГ) относится к спиновым генераторам на боковой полосе с амплитудно-частотной модуляцией высокочастотного поля. Конструктивно АСГ представляет собой однокаскадный неизохронный автодин с образцом в катушке контура, в котором сеточный детектор вместе со входной динамической емкостью генераторной лампы выполняют функции модулятора частоты [1]. Поэтому АСГ можно считать простейшим вариантом спинового генератора на боковой полосе, в котором положительная обратная связь создается благодаря реакции колебательного контура АСГ на прецессию вектора намагниченности рабочего образца [2]. Но обратная связь указанного типа в случае линейного колебательного контура может быть положительной лишь при инверсии вектора намагниченности, которая в АСГ отсутствует [2]. Поэтому прежде всего необходимо выяснить причину изменения характера обратной связи при взаимодействии спиновой системы с неизохронным автогенератором. Расстройка между частотой автодина и ларморовой частотой в АСГ значительно больше ширины линии ЯМР. Это означает, что возбуждение спиновой генерации эквивалентно существованию устойчивого бигармонического режима, когда автодин и спиновая система колеблются на частотах, близких к собственным. Напомним, что в изохронном автодине с мягким возбуждением, связанном с колебательным контуром, бигармонический режим неустойчив [3, 4]. Покажем, что необходимым условием его существования в АСГ является неизохронность колебаний автодина.

Рассмотрим следующую систему уравнений, описывающую взаимодействие системы ядерных магнитных моментов с неизохронным автогенератором (ср. с [5, 6]):

$$
\begin{aligned}
&\ddot{V} + V = \frac{1}{Q_r}(1-4V^2)\dot{V} + 2s_{\text{м}}(1-A)V + \alpha_1\dot{m}_x,\\
&\dot{m}_x = (1+\Delta\Omega)m_y - \nu_2 m_x,\\
&\dot{m}_y = -(1+\Delta\Omega)m_x - \nu_2 m_y - \alpha_2 m_z\dot{V},\\
&\dot{m}_z = -\nu_1(m_z-1) + \alpha_2 m_y\dot{V}.
\end{aligned}
\tag{1}
$$

Здесь Q_{r} — эквивалентная добротность контура автодина с учетом регенерации, $s_{\text{м}}$ — крутизна характеристики частотного модулятора, $A=1-a(\tau)$ — приведенная амплитуда колебаний автодина ($A=1$ и $\omega(1)$ — стационарные амплитуда и частота автодина при $\alpha_1=0$), $\omega_0/\omega(1)=1+\Delta\Omega$, ω_0 — ларморова частота, $\nu_i=\dfrac{1}{\omega(1)T_i}$, $i=1,2$, T_i — времена релаксации, α_i — коэффициенты связи между автодином и спиновой системой, $\alpha_1\alpha_2=4\pi F\chi_0$, F — коэффициент заполнения, $\chi_0=M_0/H_0$ — ядерная восприимчивость, точка обозначает производную по времени $\tau=\omega(1)t$. После преобразования переменных по формулам

$$V=A\sin\Psi,\ \dot{V}=A\cos\Psi,\ m_x=\rho\sin\Phi,\ m_y=\rho\cos\Phi,$$

($\Psi=\tau+\psi$, $\Phi=(1+\Delta\Omega)\tau+\varphi$), отбрасывания быстро осциллирующих членов и введения «медленного» времени $\tau_1=\Delta\Omega\tau$ отметим разные порядки малости коэффициентов, входящих в уравнения (2), степенями малого параметра ε. Тогда получим

$$
\begin{cases}
\dot{a} = -\dfrac{\vartheta_{\text{г}}}{2}(2-3a+a^2)a - \varepsilon\alpha_1^*\rho\cos\Theta,\\[2mm]
\dot{\theta} = sa + \varepsilon\left[\dfrac{\alpha_2^* m_z}{\rho}(1-a) - \dfrac{\alpha_1^*\rho}{1-a}\right]\sin\Theta,\\[2mm]
\dot{\rho} = -\varepsilon\alpha_2^* m_z(1-a)\cos\Theta - \varepsilon^2\nu_2^*\rho,\\[2mm]
\dot{m}_z = \varepsilon\alpha_2^*\rho(1-a)\cos\Theta - \varepsilon^2\nu_1^*(m_z-1),
\end{cases}
\tag{2}
$$

где дополнительно введены следующие обозначения:

$$\vartheta_{\text{г}}=(\Delta\Omega Q_{\text{г}})^{-1},\ \varepsilon\alpha_1^*=\frac{\alpha_1(1+\Delta\Omega)}{2\Delta\Omega},\ s=\frac{s_{\text{м}}}{\Delta\Omega},\ \varepsilon\alpha_2^*=\frac{\alpha_2}{2\Delta\Omega},$$

$$\varepsilon^2\nu_i^*=\nu_i/\Delta\Omega,\ \Theta=\tau_1+\theta,\ \theta=\varphi-\psi,\ s_{\text{м}}\sim\Delta\Omega\sim 1/Q_{\text{г}}.$$

Система уравнений (2) содержит быструю (a) и медленные (θ, ρ, m_z) переменные [7, 8]. С помощью подстановки

$$a=-\frac{\varepsilon\alpha_1^*\rho}{1+\vartheta_{\text{г}}^2}(\vartheta_{\text{г}}\cos\Theta+\sin\Theta)+\varepsilon^2a_2+\ldots \tag{3}$$

уравнения для θ, ρ, m_z приводятся к стандартной форме

$$\begin{cases} \dot{\theta} = \varepsilon \left[\left(-\frac{s\alpha_1^*\rho}{1+\vartheta_г^2} + \frac{\alpha_2^* m_z}{\rho} - \alpha_1^*\rho \right) \sin\Theta - \frac{s\alpha_1^*\vartheta_г\rho}{1+\vartheta_г^2}\cos\Theta \right] + \\ + \varepsilon^2 \left[s\overline{a_2} + \frac{\alpha_1^*}{2(1+\vartheta_г^2)} (\alpha_2^* m_z + \alpha_1^*\rho^2) \right], \\ \dot{\rho} = -\varepsilon\alpha_2^* m_z \cos\Theta - \varepsilon^2 \nu_2^* (1 + Rm_z)\rho, \\ \dot{m}_z = \varepsilon\alpha_2^*\rho\cos\Theta + \varepsilon^2\nu_2^* \left[-\frac{\nu_1}{\nu_2}(m_z - 1) + R\rho^2 \right]. \end{cases} \tag{4}$$

Здесь $\overline{a_2}$ — не зависящая от времени часть a_2, $R = \dfrac{\alpha_1^*\alpha_2^*\vartheta_г}{2\nu_2^*(1+\vartheta_г^2)}$ — коэффициент, определяющий относительное приращение затухания спиновой системы, вносимое связью с колебательным контуром АСГ (см., например, [9]). Из (4) следует, что в первом приближении спиновая система не возбуждена. Построим систему уравнений второго приближения:

$$\begin{aligned} \dot{\rho} &= -\varepsilon^2\nu_2^* [1 + R(s+1) m_z]\rho, \\ \dot{m}_z &= \varepsilon^2\nu_2^* \left[-\frac{\nu_1}{\nu_2}(m_z - 1) + R(s+1)\rho^2 \right], \\ \dot{\theta} &= \frac{\varepsilon^2}{2} \left[\alpha_2^{*2} + \frac{(\alpha_1^*\rho)^2(-s^2 - \vartheta_г^2 + s/2) + \alpha_1^*\alpha_2^* m_z (4 + 3\vartheta_г^2 + s)}{1+\vartheta_г^2} \right]. \end{aligned} \tag{5}$$

Стационарное решение системы (5) для ρ и m_z имеет вид

$$m_{z0} = -\frac{1}{R(s+1)}, \quad \rho_0^2 = \frac{\nu_1}{\nu_2 R^2 (s+1)^2} [R(s+1) + 1]. \tag{6}$$

Отсюда следует, что ρ_0 отлично от нуля, если s отрицательно и выполнено условие самовозбуждения АСГ:

$$|s| > 1 + 1/R. \tag{7}$$

Таким образом, для самовозбуждения АСГ $s_м$ и $\Delta\Omega$ должны иметь разные знаки, и их отношение должно быть достаточно велико. Роль неизохронности автодина в самовозбуждении спиновой генерации очевидна: смешанная амплитудно-частотная модуляция при достаточно большом $|s|$ изменяет фазу поля на одной из боковых частот в спектре колебаний АСГ на противоположную. При этом отрицательная обратная связь, обусловленная взаимодействием спиновой системы с колебательным контуром и вызывающая радиационное затухание [9, 10], заменяется на положительную, что создает условия для возбуждения спиновой генерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Константинов Ю. С., Смирнов А. М.//Приб. и техн. эксперимента. 1972. № 2. С. 120—123. [2] Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В. Физические основы квантовой магнитометрии. М., 1972. [3] Теодорчик К. Ф. Автоколебательные системы. М., 1952. [4] Мигулин В. В., Медведев В. И., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Основы теории колебаний. М., 1978. [5] Померанцев Н. М.//Изв. вузов. Радиофизика. 1960. 3. С. 226—231. [6] Константинов Ю. С.//Изв. вузов. Радиофизика. 1967. 10. С. 803—808. [7] Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., 1974. [8] Волосов В. М., Моргунов Б. И. Метод осреднения в теории нелинейных колебаний. М., 1971. [9] Bloembergen N., Pound R. V.// //Phys. Rev. 1954. 95. P. 8—12. [10] Hobson R. F., Kaiser R.//J. Magn. Res. 1975. 20. P. 458—474.

Поступила в редакцию
11.11.86