

УДК. 537.86:536

## НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНС В ТЕРМОСТАБИЛИЗИРУЮЩИХСЯ И БОЛОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Г. В. Белокопытов

Исследовано влияние теплового состояния на резонансные явления в нелинейных колебательных системах, рассмотрены необходимые условия тепловой устойчивости колебаний в нелинейном контуре. Определены общие условия реализации эффекта автоматической стабилизации температуры. Оценено влияние тепловых и электрических расстроек на устойчивость и чувствительность болометрического приемника излучения с сегнетоэлектрическим конденсатором.

Явление нелинейного резонанса весьма детально исследовано в теории колебаний [1, 2]. Однако при этом до последнего времени не учитывалось тепловое состояние колебательной системы. Вместе с тем, учет тепловых эффектов принципиально необходим для адекватного описания ряда датчиков температуры [3], болометрических и пироэлектрических приемников излучения [4] и устройств, основанных на эффекте автоматической стабилизации температуры (ACT) [5, 6]. Эффект ACT — примечательное свойство колебательных систем с сегнетоэлектриком, в которых действие гармонической эдс приводит к тепловым расстройкам, регулирующим рассеяние мощности диэлектрических потерь таким образом, что температура сегнетоэлектрического конденсатора поддерживается практически постоянной даже при значительных вариациях температуры окружающей среды.

Эффекту ACT всегда сопутствуют проявления нелинейного резонанса, поскольку тепловые расстройки, так же как и нелинейные расстройки электрического происхождения, ведут к искажению резонансных кривых [7]. Цель настоящей работы — выяснение взаимосвязи между нелинейным резонансом и тепловой устойчивостью колебательных сис-

тем при возможно более общих предположениях о характеристиках нелинейного элемента. Результаты исследования позволяют установить границы реализуемости принципа ACT, а также определить области устойчивости потенциально перспективного класса болометрических устройств и указать дополнительные возможности повышения их чувствительности.

Рассмотрим процессы в колебательной системе, схема которой изображена на рис. 1. Нелинейным и термочувствительным элементом является здесь конденсатор, к которому наряду с гармоническим сигналом может быть приложено постоянное поле смещения. Зависимость напряжения от заряда на конденсаторе может быть несимметричной (как, например, у вариакапов). Кроме того, необходимо учитывать неизбежные потери в нелинейном элементе. Таким образом, если на обкладках конденсатора имеется постоянный заряд  $q_0$  и переменный за-

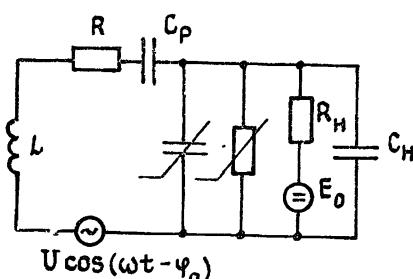


Рис. 1. Нелинейный колебательный контур с цепью смещения.

ляется здесь конденсатор, к которому наряду с гармоническим сигналом может быть приложено постоянное поле смещения. Зависимость напряжения от заряда на конденсаторе может быть несимметричной (как, например, у вариакапов). Кроме того, необходимо учитывать неизбежные потери в нелинейном элементе. Таким образом, если на обкладках конденсатора имеется постоянный заряд  $q_0$  и переменный за-

ряд  $\tilde{q} = q_1 \cos \omega t$ , то в общем случае зависимость напряжения  $U_C$  от  $q_0$  и  $q_1$  следует представить в виде

$$\begin{aligned} U_C = & U_0(q_0) + U_1(q_1) + (S_c + B_{1c}q_0 + \Gamma_{1c}q_0^2 + \Gamma_{4c}q_1^2)q_1 \cos \omega t + \\ & + (S_s + B_{1s}q_0 + \Gamma_{1s}q_0^2 + \Gamma_{4s}q_1^2)q_1 \sin \omega t + (B_{2c} + \Gamma_{2c}q_0)q_1^2 \cos 2\omega t + \\ & + (B_{2s} + \Gamma_{2s}q_0)q_1^2 \sin 2\omega t + \Gamma_{3c}q_1^3 \cos 3\omega t + \Gamma_{3s}q_1^3 \sin 3\omega t + \dots, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $U_0(q_0) = S_0q_0 + B_0q_0^2 + \Gamma_0q_0^3$ ,  $U_1(q_1) = (B_{01} + \Gamma_{01}q_0)q_1^2$ .

Поясним происхождение коэффициентов разложения (1). Для нелинейной среды, заполняющей конденсатор, справедливо материальное уравнение общего вида

$$\begin{aligned} E_a(t) = & \kappa_{ab}(\omega)D_b(\omega)e^{-i\omega t} + \lambda_{abc}(\omega_1, \omega_2)D_b(\omega_1)D_c(\omega_2)e^{-(\omega_1+\omega_2)t} + \\ & + v_{abcd}(\omega_1, \omega_2, \omega_3)D_b(\omega_1)D_c(\omega_2)D_d(\omega_3)e^{-l(\omega_1+\omega_2+\omega_3)t} + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\kappa_{ab}$ ,  $\lambda_{abc}$ ,  $v_{abcd}$  — комплексные тензорные материальные параметры ( $\kappa_{ab} = \kappa' + i\kappa''$ , причем  $\kappa'' < 0$  и т. д.). В (2) подразумевается суммирование по всем монохроматическим компонентам и по повторяющимся индексам. Связь между (2) и (1) наиболее проста в плоском конденсаторе, когда поле  $E$  и индукция  $D$  однородны и коллинеарны ( $E = U/h$ ,  $D = 4\pi q/S$ ,  $S$  — площадь обкладок,  $h$  — расстояние между ними). В этом случае  $S_0 = k_S \kappa'(0)$ ,  $S_c = k_S \kappa''(\omega)$ ,  $S_s = k_S \kappa''(\omega)$ ,  $k_S = 4\pi h/S$ ;  $B_0 = k_B \lambda(0, 0)$ ,  $B_{01} = (1/2)k_B \lambda(\omega, -\omega)$ ,  $B_{1c} = 2k_B \lambda'(0, \omega)$ ,  $B_{1s} = 2k_B \lambda''(0, \omega)$ ,  $B_{2c} = (1/2)k_B \lambda'(\omega, \omega)$ ,  $B_{2s} = (1/2)k_B \lambda''(\omega, \omega)$ ,  $k_B = (4\pi/S)^2 h$ ;  $\Gamma_0 = k_r v(0, 0, 0)$ ,  $\Gamma_{01} = (3/2)k_r v(0, \omega, -\omega)$ ,  $\Gamma_{1c} = 3k_r v'(0, 0, \omega)$ ,  $\Gamma_{1s} = 3k_r v''(0, 0, \omega)$ ,  $\Gamma_{2c} = (3/2)k_r v'(0, \omega, \omega)$ ,  $\Gamma_{2s} = (3/2)k_r v''(0, \omega, \omega)$ ,  $\Gamma_{3c} = (1/4)k_r v'(\omega, \omega, \omega)$ ,  $\Gamma_{3s} = (1/4)k_r v''(\omega, \omega, \omega)$ ,  $\Gamma_{4c} = (3/4)k_r v'(\omega, \omega, -\omega)$ ,  $\Gamma_{4s} = (3/4)k_r v''(\omega, \omega, -\omega)$ ,  $k_r = (4\pi/S)^2 h$ . При отсутствии дисперсии число независимых коэффициентов в (1) можно существенно сократить. Однако если рассматривать  $U_C(q_0, \tilde{q})$  как эффективную характеристику нелинейного элемента с учетом шунтирующего действия цепи смещения  $R_h C_h$ , то коэффициенты  $S$ ,  $B$  и  $\Gamma$  будут зависеть от частоты и в отсутствие дисперсии в материале конденсатора.

Постоянный и переменный заряды в цепи рис. 1 удовлетворяют уравнениям

$$U_0(q_0) + U_1(\tilde{q}) = E_0; \quad (3)$$

$$\ddot{L}\tilde{q} + R\dot{\tilde{q}} + C_p^{-1}\tilde{q} + U_C(q_0, \tilde{q}) = U \cos(\omega t - \varphi_0). \quad (4)$$

Строго говоря, в правой части (3) вместо  $E_0$  следует брать  $E_0 - I_0 R_h$ , где постоянный сквозной ток  $I_0$ , в свою очередь, зависит от  $q_0$  и  $\tilde{q}$ . Однако учет сквозного тока сводится лишь к перенормировке коэффициентов, входящих в  $U_0(q_0)$  и  $U_1(q_1)$ .

Установившиеся колебания в первом приближении можно считать гармоническими ( $\tilde{q} = q_1 \cos \omega t$ ), тогда из (4) с учетом (1) следует

$$\begin{aligned} & \{(S_c + C_p^{-1} - L\omega^2) + (B_{1c}q_0 + \Gamma_{1c}q_0^2) + \Gamma_{4c}q_1^2\}^2 + \\ & + \{(S_s - \omega R) + (B_{1s}q_0 + \Gamma_{1s}q_0^2) + \Gamma_{4s}q_1^2\}^2 q_1^2 = U^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Коэффициенты  $S$ ,  $B$  и  $\Gamma$  в общем случае зависят от температуры, поэтому уравнения (3) — (5) имеют определенный смысл лишь при фиксированной температуре конденсатора. Однако в реальных условиях обычно задана не температура конденсатора  $T_e$ , а температура окружающей среды  $T_0$ . Выделение теплоты диэлектрических потерь ведет к

повышению стационарной температуры конденсатора на  $\Delta T = T_e - T_0$ , причем  $\Delta T = R_t N_{\text{д.п.}}$ , где  $R_t$  — тепловое сопротивление,  $N_{\text{д.п.}} = K q_1^2$  — мощность потерь. Главным следствием нагрева является изменение собственной частоты контура, которое, согласно [7], можно учесть посредством перенормировки коэффициента  $\Gamma_{4c}$ :  $\Gamma_{4c}^{\text{эфф}} = \Gamma_{4c} - K R_t dS_c / dT$ , где  $K = r \omega_0 / 2C_0 Q$ ,  $C_0$  — емкость конденсатора в линейном приближении при  $T = T_0$  (см. (7)),  $Q$  — добротность колебательного контура,  $r$  — отношение диэлектрических потерь к полным потерям в системе. Подобным образом производится учет и температурной зависимости потерь:  $\Gamma_{4s}^{\text{эфф}} = \Gamma_{4s} - K R_t dS_s / dT$ . Температурная зависимость прочих коэффициентов обычно существенной роли не играет.

В отсутствие колебаний статический заряд определяется из условия  $U_0(q_{00}) = E_0$ . Действие переменного напряжения приводит к изменению постоянной составляющей заряда на конденсаторе:  $q_0 = q_{00} + q_{01}$ . Считая добавку  $q_{01}$  малой, из (3) получим

$$q_{01} (\partial U_0 / \partial q_0) + (\partial U_0 / \partial T) \Delta T + U_1(q_1) = 0.$$

При фиксированной температуре конденсатора ( $\Delta T = 0$ ) появление дополнительного заряда  $q_{01}$  — следствие смещения рабочей точки активного элемента. Оно может происходить за счет несимметрии характеристики как нелинейной проводимости, так и нелинейной реактивности. В первом случае приращение заряда пропорционально квадрату тока, поэтому зависимость  $q_{01}$  от частоты квадратична:  $q_{01} \sim (\omega q_1)^2$ . Во втором случае мы имеем аналог «оптического выпрямления» [8], для которого не требуется наличия дисперсии и нелинейной проводимости. В общем случае, при произвольном виде зависимости  $B_{01}$  и  $\Gamma_{01}$  от частоты, разделение «активного» и «реактивного» механизмов автосмещения оказывается невозможным. Еще один источник возникновения статического заряда под действием переменного поля — изменение индукции вследствие нагрева конденсатора на  $\Delta T$ , т. е. пироэлектрический эффект [9]. Суммарное приращение заряда за счет автосмещения и пироэффекта равно

$$q_{01} = -(\partial U_0 / \partial q_0)^{-1} \bar{\beta} \bar{q}_{21}, \quad (6)$$

где  $\bar{\beta} = \beta_{\text{д}} + \beta_{\text{п}} = (B_{01} + \Gamma_{01} q_{00}) + K R_t \partial U_0 / \partial T$ .

В линейном приближении характеристиками колебательного контура являются собственная частота и коэффициент затухания ( $\omega_0 = (LC_0)^{-1/2}$ ,  $\theta_0$ ), причем, согласно (5),

$$C_0^{-1} = S_c + C_p^{-1} + B_{1c} q_{00} + \Gamma_{1c} q_{00}^2, \quad (7)$$

$$\theta_0 = [(\omega_0 R - S_s) - (B_{1s} q_{00} + \Gamma_{1s} q_{00}^2)] / 2L\omega_0^2.$$

Амплитудно-частотную характеристику нелинейного резонанса (5) можно с учетом (6) и (7) представить в виде

$$[(\xi - (3/4)\gamma_{\text{эфф}} q_1^2)^2 + 4(\theta_0 + \theta_{2\text{эфф}} q_1^2)] q_1^2 = F^2, \quad (8)$$

где обозначено:  $\xi = 1 - \omega_0^2 / \omega^2$  — расстройка контура при  $T_e = T_0$ ,  $F = U / L\omega^2$ , а эффективные коэффициенты реактивной и диссипативной нелинейности  $\gamma_{\text{эфф}}$  и  $\theta_{2\text{эфф}}$  имеют по четыре составляющие, обусловленные соответственно электрической нелинейностью, тепловыми расстройками, смещением рабочей точки, а также пироэффектом:

$$\gamma_{\text{эфф}} = \gamma + \gamma_T + \gamma_{\text{д}} + \gamma_{\text{п}}, \quad \theta_{2\text{эфф}} = \theta_2 + \theta_{2T} + \theta_{2\text{д}} + \theta_{2\text{п}},$$

где  $\gamma = 4\Gamma_{4c} / 3L\omega^2$ ,  $\theta_2 = -\Gamma_{4s} / 2L\omega^2$ ,  $\gamma_T = 4KR_t(dS_c/dT) / 3L\omega^2$ ,  $\theta_{2T} = -KR_t \times (dS_s/dT) / 2L\omega^2$ ,  $\gamma_{\text{д}} = -4\beta_{\text{д}}(B_{1c} + 2\Gamma_{1c} q_{00}) / 3(\partial U_0 / \partial q_0) L\omega^2$ ,  $\theta_{2\text{д}} = -\beta_{\text{д}} \times (B_{1s} + 2\Gamma_{1s} q_{00}) / 2(\partial U_0 / \partial q_0) L\omega^2$ ,  $\gamma_{\text{п}} = \gamma_{\text{д}} \beta_{\text{п}} / \beta_{\text{д}}$ ,  $\theta_{2\text{п}} = \theta_{2\text{д}} \beta_{\text{п}} / \beta_{\text{д}}$ .

Если каким-либо образом удалось бы поддерживать постоянной температуру нелинейного элемента  $T_e$ , то действие тепловых расстроек и пироэффекта на нелинейный резонанс прекратилось бы, а уравнение резонансной кривой свелось к уравнению вида

$$[(\xi - (3/4)\gamma' q_1^2)^2 + 4(\theta_0 + \theta'_2 q_1^2)^2]q_1^2 = F^2, \quad (9)$$

где  $\gamma' = \gamma + \gamma_d$ ,  $\theta'_2 = \theta_2 + \theta_{2d}$ . Однако поддержание постоянства  $T_e$  не только зачастую нецелесообразно (например в болометрах), но и принципиально затруднительно из-за того, что тепловое сопротивление нельзя сделать сколь угодно малым. Это накладывает дополнительные ограничения на устойчивость теплового режима колебательной системы. В стационарном состоянии мощность  $N_{\text{отд}}$ , отдаваемая нелинейным конденсатором в окружающее пространство, равна мощности диэлектрических потерь  $N_{\text{д.п.}}$  (тепловое действие сквозного тока считаем пре-небрежимо малым). Необходимым условием тепловой устойчивости является требование, чтобы интенсивность теплоотвода увеличивалась с ростом температуры быстрее, чем мощность диэлектрических потерь:

$$dN_{\text{д.п.}}/dT_e < dN_{\text{отд}}/dT_e. \quad (10)$$

Если температура окружающей среды испытывает вариацию  $\delta T_0$ , это вызывает изменение на  $\delta T_e$  температуры конденсатора, причем, согласно [5], для  $S_T = dT_e/dT_0$  имеем

$$S_T = [1 - (dN_{\text{д.п.}}/dT_e)R_T]^{-1}. \quad (11)$$

Эффект стабилизации имеет место, если  $S_T \ll 1$ . Одновременно должно выполняться условие устойчивости (10), которое с учетом  $dN_{\text{отд}}/dT_e = -R_T^{-1}$  сводится к неравенству  $S_T > 0$ .

Для вычисления коэффициента стабилизации  $S_T$  достаточно про-дифференцировать (9) с учетом того, что  $N_{\text{д.п.}} = Kq_1^2$ ,  $dN_{\text{д.п.}}/dT_e = = (dN_{\text{д.п.}}/dq_1^2)(dq_1^2/d\xi)(d\xi/dT_e)$ , откуда имеем (не учитывая нелинейности потерь)

$$dN_{\text{д.п.}}/dT_e = -(3Kq_1^2 \tilde{\xi} / 2L\omega^2) (\gamma_T + \gamma_\Pi) / [\tilde{\xi}(\tilde{\xi} - (3/2)\gamma' q_1^2) + 4\theta_0^2],$$

где  $\tilde{\xi}$  — нелинейная расстройка:  $\tilde{\xi} = \xi(T_e) - (3/4)\gamma' q_1^2 = \xi(T_0) - (3/4)\gamma_{\text{эфф}} q_1^2$ . После подстановки в (11) получим

$$S_T = [\tilde{\xi}(\tilde{\xi} - (3/2)\gamma' q_1^2) + 4\theta_0^2] / [\tilde{\xi}(\tilde{\xi} - (3/2)\gamma_{\text{эфф}} q_1^2) + 4\theta_0^2]. \quad (12)$$

При  $\tilde{\xi} = \pm 2\theta_0/\sqrt{3}$  коэффициент стабилизации экстремален:

$$S_{T \text{ экстр}} = (1 \mp \gamma' f) / (1 \mp \gamma_{\text{эфф}} f), \quad (13)$$

где  $f = 9\sqrt{3}F^2/128\theta_0^3$ .

Выражения (12) и (13) дают обобщение формул [5, 7] для определения фактора стабилизации на случай совместного действия теплового и электрического механизмов расстройки и автосмещения рабочей точки. Условие тепловой устойчивости (10) выполняется, если одновременно положительны числитель и знаменатель (12). Эти неравенства можно представить в виде

$$(\xi(T_e) - (3/4)\gamma' q_1^2)(\xi(T_e) - (9/4)\gamma' q_1^2) + 4\theta_0^2 > 0; \quad (14)$$

$$(\xi(T_0) - (3/4)\gamma_{\text{эфф}} q_1^2)(\xi(T_0) - (9/4)\gamma_{\text{эфф}} q_1^2) + 4\theta_0^2 > 0. \quad (15)$$

Таким образом, тепловой режим устойчив, если одновременно выполнены требования устойчивости колебаний при постоянных  $T_e$  и  $T_0$ .

Примечательно, что автоматическая стабилизация температуры может наблюдаться в колебательных системах любой природы на границе «изотермической» устойчивости, когда (14) обращается в равенство. Однако работа в таком режиме практически неприемлема, поскольку даже малые изменения напряжений или частоты накачки приводят к потере устойчивости. Практический интерес представляет стабилизация в иных условиях:  $1 \mp \gamma' f \approx 1$ , но  $1 \mp \gamma_{\text{эфф}} f \gg 1$ . Очевидно, что это реализуется при  $|\gamma_{\text{эфф}}| \gg |\gamma'|$ , т. е. когда тепловые расстройки являются преобладающими. Именно такова ситуация в сегнетоэлектрических микротермостатах на эффекте АСТ [6].

Для сегнетоэлектрика материальное уравнение (2) упрощается:

$$E = \chi P + 2BP^3,$$

где  $P$  — поляризация диэлектрика ( $P \approx D/4\pi$ ), а  $\chi$  зависит от температуры обычно по линейному закону:  $\chi = \alpha_0(T - T_c)$ . В плоском конденсаторе с точностью до поправок порядка  $\xi$  имеем

$$\gamma = Be/2\pi S^2, \quad \gamma_T = (4/3) KR_T C_0 (dS_c/dT). \quad (16)$$

Относительный вклад других механизмов нелинейности нетрудно оценить из следующих соотношений:

$$\gamma_{\text{ш}}/\gamma_{\text{д}} = \beta_{\text{ш}}/\beta_{\text{д}} = \gamma_T/2\gamma; \quad (17)$$

$$\gamma_{\text{д}}/\gamma = -(6/\pi) (Bq_{00}^2(T)/S^2) \varepsilon(E, T). \quad (18)$$

В неполярной фазе при наличии смещения  $q_{00}^2 = S^2 \chi(T) (r_e - 1)/6B$ , где  $r_e = \varepsilon(0, T)/\varepsilon(E, T)$ . Соответственно

$$\gamma_{\text{д}}/\gamma = -4(r_e - 1)/r_e. \quad (19)$$

В сегнетофазе, при  $T < T_c$ , статический заряд имеется и в отсутствие поля смещения; для однодоменного кристалла он определяется по формуле [9]

$$q_{00}^2 = -\chi S^2/2B. \quad (20)$$

Соотношение (20) справедливо, если обкладки конденсатора можно считать закороченными по постоянному току (в схеме рис. 1 либо отсутствует цепь смещения и конденсатор  $C_p$ , либо сопротивление  $R_b$  гораздо меньше собственного сопротивления сегнетоэлектрика). Тогда в сегнетофазе (18) преобразуется к виду

$$\gamma_{\text{д}}/\gamma = -6, \quad \gamma_{\text{ш}}/\gamma_T = -3. \quad (21)$$

Полученные простые формулы (16) — (21) позволяют сделать целый ряд полезных выводов. Прежде всего, из них следует, что в слабых полях смещения ( $r_e - 1 \ll 1$ ) роль расстроек за счет смещения рабочей точки и пироэффекта незначительна, соответственно малы поправки к коэффициенту стабилизации температуры. Таким образом, в системах АСТ имеется дополнительная возможность управления стабилизируемой температурой путем изменения напряжения в цепи смещения без снижения эффективности термостабилизации.

С помощью (16) — (21) можно также вести расчет коэффициента стабилизации температуры сегнетоэлектрических элементов, находящихся в полярной фазе. Рассчитаем для примера величину  $S_T$  для активного элемента из  $\text{LiTaO}_3$  при  $T_e = 100^\circ \text{C}$ ,  $T_0 = 20^\circ \text{C}$ . В этих условиях электрические расстройки пренебрежимо малы по сравнению с тепловыми, тогда

$$S_{T_{\text{мин}}} = (1 + \sqrt{3} Q \Delta T (1/e) (de/dT))^{-1}.$$

Приняв для оценок  $Q \gtrsim 10^2$ ,  $(1/e) (de/dT) = 1,1 \cdot 10^{-3}$  [10], получим  $S_{T_{\text{мин}}} = 0,06$ . Реально достижима и более высокая стабильность темпе-

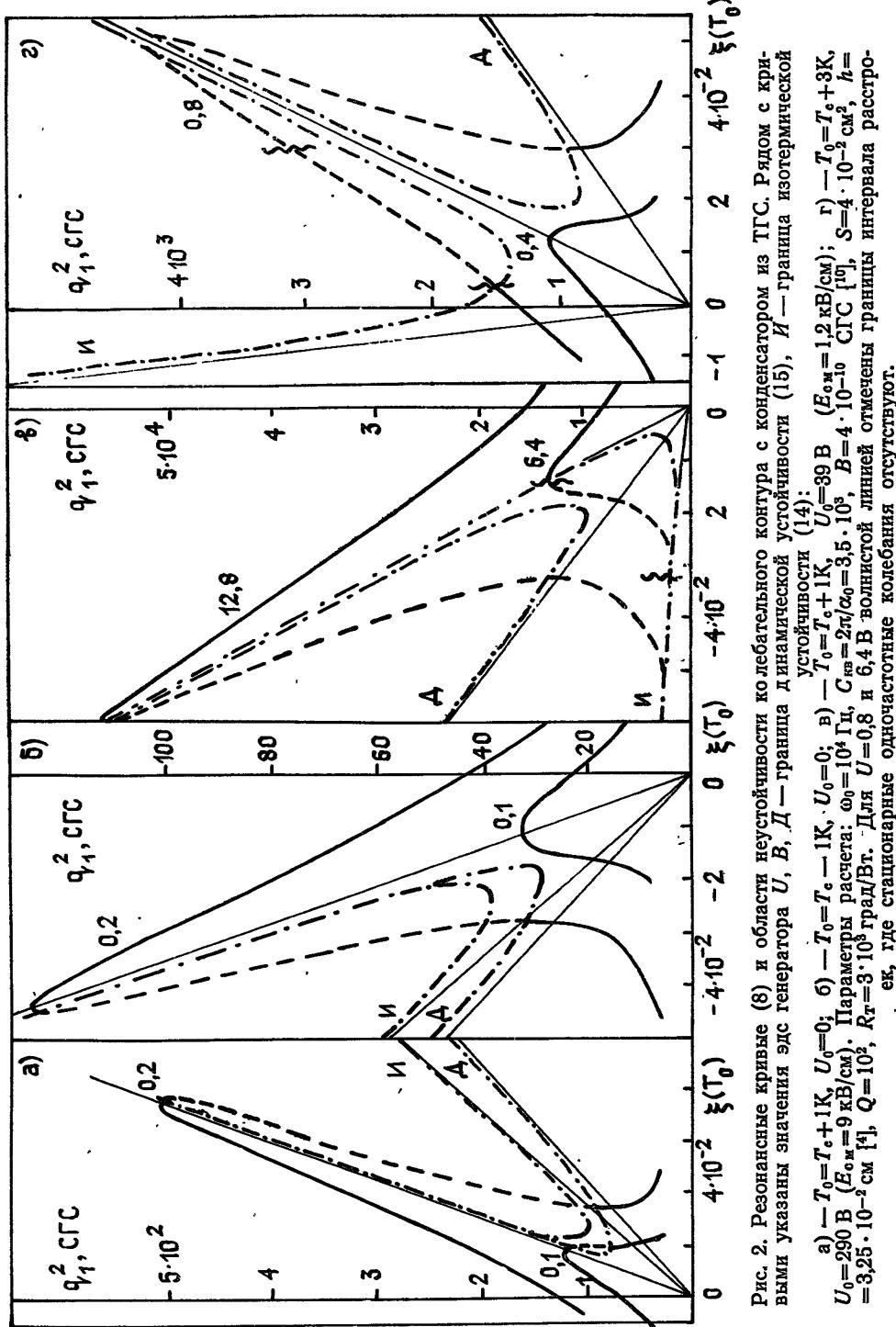


Рис. 2. Резонансные кривые (8) и области неустойчивости колебательного контура с конденсатором из ТГС. Рядом с кривыми указаны значения эпсилона генератора  $U$ ,  $B$ ,  $D$  — граница динамической устойчивости (15),  $H$  — граница изотермической устойчивости (14):  
 а) —  $T_0 = T_c + 1\text{K}$ ,  $U_0 = 0$ ; б) —  $T_0 = T_c - 1\text{K}$ ,  $U_0 = 0$ ; в) —  $T_0 = T_c - 3\text{K}$ ,  $U_0 = 39\text{ В}$  ( $E_{0m} = 1.2\text{ кВ/см}$ );  $\Gamma$ ) —  $T_0 = T_c + 3\text{K}$ ,  $U_0 = 290\text{ В}$  ( $E_{0m} = 9\text{ кВ/см}$ ). Параметры расчета:  $\omega_0 = 10^4\text{ Гц}$ ,  $C_{m0} = 2\pi/\omega_0 = 3.5 \cdot 10^3$ ,  $B = 4 \cdot 10^{-10}\text{ СГС} [1]$ ,  $S = 4 \cdot 10^{-2}\text{ см}^2$ ,  $h = 3.25 \cdot 10^{-2}\text{ см} [1]$ ,  $Q = 10^2$ ,  $R_T = 3 \cdot 10^8\text{ град/Вт}$ . Для  $U = 0.8$  и  $6.4\text{ В}$  волнистой линией отмечены границы интервала распространения, где стационарные одночастотные колебания отсутствуют.

ратуры, так как вариации температуры во внутренних областях активного элемента могут быть значительно меньше, чем уходы средней температуры [1]. Повысить степень стабилизации можно и другим путем, если регенерировать колебательный контур и тем самым уменьшить коэффициент затухания  $\theta_0$  (при этом  $r > 1$ ). Последний способ, несмотря на его очевидность, до сих пор не был реализован в системах АСТ.

Возможные результаты совместного влияния тепловых и электрических расстроек на резонанс представлены на рис. 2 для колебательного контура с конденсатором из триглицинсульфата (ТГС). В отсутствие смещения система имеет жесткую нелинейность в парафазе (рис. 2а) и мягкую — в сегнетофазе (рис. 2б). При этом область изотермической неустойчивости является частью области динамической неустойчивости. Примложение поля смещения приводит к частичной компенсации расстроек. Условия компенсации электрических и тепловых расстроек не совпадают (см. (17) и (19)), поэтому оказываются возможными три варианта. 1) Если  $\gamma'$  и  $\gamma_{\text{эфф}}$  одного знака и  $|\gamma'| < |\gamma_{\text{эфф}}|$ , то картина нелинейного резонанса качественно не отличается от предыдущих случаев. 2) Если  $\gamma'$  и  $\gamma_{\text{эфф}}$  одного знака, но  $|\gamma'| > |\gamma_{\text{эфф}}|$ , то более широкой является область изотермической неустойчивости, а касательные к амплитудно-частотным зависимостям на ее границе не являются вертикальными, как при «обычном» нелинейном резонансе (рис. 2в). 3) Если  $\gamma'$  и  $\gamma_{\text{эфф}}$  имеют противоположные знаки, то области динамической и изотермической неустойчивости не перекрываются (рис. 2г). В этом случае неустойчивыми могут оказаться оба склона резонансных кривых, а в узкую область устойчивых колебаний вблизи резонанса можно попасть лишь при одновременной перестройке амплитуды и частоты вынуждающей силы.

Рассмотренный пример представляет непосредственный интерес в связи с предложением Синга и Ван дер Зила [4] использовать колебательный контур с термочувствительным сегнетоэлектрическим конденсатором при  $T_e > T_c$  в схеме болометрического приемника излучения. Согласно их оценкам возбуждение в контуре вынужденных колебаний достаточно большой амплитуды (поле в конденсаторе — порядка нескольких кВ/см) позволит в таком приемнике достигнуть чувствительности, значительно превосходящей чувствительность пироэлектрического приемника из того же материала (ТГС). В нашем примере параметры конденсатора и колебательной системы были выбраны близкими к параметрам оценок [4]. Расчет показал, что уже при сравнительно небольших напряженностях поля в конденсаторе будут наблюдаться явления тепловой и электрической неустойчивости, что затрудняет экспериментальную реализацию идеи [4]. Так, в случае, отображенном на рис. 2а, порог неустойчивости соответствует полю 150 В/см. При работе болометра на устойчивом склоне резонансной кривой ( $\xi < 0$ ) в поле большой интенсивности на чувствительность будет влиять эффект АСТ. Поскольку приращение температуры при увеличении падающей мощности излучения частично компенсируется из-за уменьшения мощности диэлектрических потерь при росте нелинейной расстройки, то чувствительность будет ниже, чем предсказано в [4]. Например, при  $T_e = T_c + 3$  К и напряженности переменного поля на конденсаторе 9 кВ/см в контуре с принятыми нами значениями параметров  $S_T = 0,44$ . Это значит, что вследствие АСТ чувствительность болометра к медленным изменениям мощности излучения будет по крайней мере вдвое ниже, чем рассчитано в [4].

Более перспективной может быть работа болометрических приемников при положительной расстройке ( $\xi > 0$ ) вблизи порога динамической неустойчивости. В отличие от предыдущего случая здесь тепловые расстройки будут приводить к усилению колебаний температуры, вызванных излучением ( $S_T > 1$ ). Для расчета выигрыша в чувствительнос-

ти и определения допустимого уровня нестабильности накачки необходим анализ нестационарных процессов в колебательной системе.

Отметим также, что если знаки коэффициентов  $\gamma'$  и  $\gamma_T + \gamma_B$  противоположны, то возникают области расстроек, в которых стационарные колебания при данной вынуждающей силе невозможны (см. рис. 2в, г). Исследование нестационарного отклика в этих случаях также заслуживает внимания.

Иное, чем в сегнетоэлектриках, соотношение между электрическими и тепловыми расстройками характерно для систем с полупроводниковыми нелинейными емкостями. Как известно (см., например, [13]), зависимость  $U(q)$  имеет в этом случае вид

$$U = \varphi [(1 + q/q_n)^s - 1], \quad (22)$$

где  $\varphi$  — начальная разность потенциалов, равная сумме контактной разности потенциалов и начального напряжения смещения,  $q_n = sC(\varphi)\varphi$ ,  $C(U)$  — емкость конденсатора, а показатель степени  $s$  ( $2 < s < 3$ ) определяется законом распределения легирующей примеси в  $p-n$ -переходе. Сопоставив (22) с общим материальным уравнением (2), получим  $B_{01} = s(s-1)\varphi/4q_n^2$ ,  $B_{1c} = s(s-1)\varphi/q_n^2$ ,  $\Gamma_{4c} = s(s-1)(s-2)\varphi/8q_n^3$ . Соответственно коэффициенты нелинейной расстройки равны  $\gamma' = -s(s-1)(s-2)/6q_n^2$ ,  $\gamma_d = (s-1)^3/3q_n^2$ . Оценим относительные величины нелинейных и тепловых расстроек для двух типичных случаев (см. [14]). Для вариаков  $\omega_0 = 10^6$  Гц,  $C(\varphi) = 10^{-10}$  Ф,  $\varphi \approx 5$  В,  $a_c = (1/C)(dC/dT) = 10^{-3}$  град $^{-1}$ ,  $s \approx 3$ ,  $Q \approx 10^3$ ,  $R_t$  можно принять равным  $10^2$  град/Вт, в итоге получим  $\gamma'/\gamma_T \approx 10^6$ . В схемах с параметрическими диодами СВЧ  $\omega_0 = 10^{11}$  Гц,  $C(\varphi) \approx 10^{-12}$  Ф,  $\varphi \approx 5$  В,  $a_c \approx 10^{-8}$  град $^{-1}$ ,  $s \approx 3$ ,  $Q \approx 10^2$ ,  $R_t \approx 10^2$  град/Вт, в результате  $\gamma'/\gamma_T \approx 10^2$ . Таким образом, в цепях с полупроводниковыми емкостями роль тепловых расстроек по сравнению с электрическими пренебрежимо мала. Эффект стабилизации температуры возможен в таких системах лишь на границе колебательной неустойчивости и практического значения не имеет.

Итак, нелинейный резонанс в общем случае обусловлен расстройками за счет электрической нелинейности, температурной чувствительности реактивного элемента, автосмещения рабочей точки и пироэффекта. Существенное влияние тепловых расстроек присущее не только колебательным системам с сегнетоэлектриком. Их важно учитывать также в кварцевых пьезорезонаторах [7]. Нелинейный резонанс, вызванный тепловыми расстройками, был в последнее время обнаружен также в сверхпроводящих резонаторах СВЧ, заполненных жидким гелием [12]. Эффект АСТ может проявляться в системах любой природы, однако именно сегнетоэлектрические системы дают наиболее разнообразные и важные в практическом отношении примеры совместного действия тепловых и электрических расстроек.

## ЛИТЕРАТУРА

- Стокер Дж. Нелинейные колебания в механических и электрических системах. — М.: ИЛ, 1952. — 264 с.
- Хаяси Т. Нелинейные колебания в физических системах. — М.: Мир, 1968. — 432 с.
- Вендик О. Г., Зайончковский А. Я., Захаревич Н. И. и др. — Письма в ЖТФ, 1983, 9, № 16, с. 1005.
- Singh V. P., Van der Ziel A. — Ferroelectrics, 1977, 15, № 3/4, p. 135.
- Иванов И. В. — Радиотехника и электроника, 1968, 13, № 7, с. 1291.
- Гуськов В. П., Ермаченков Н. С., Иванов И. В. — ПТЭ, 1972, № 2, с. 228.
- Белокопытов Г. В., Гуськов В. П. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1984, 27, № 5, с. 14.
- Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. — М.: Наука, 1979. — 383 с.
- Желудев И. С. Физика кристаллических диэлектриков. — М.: Наука, 1968. — 463 с.

10. Landolt-Bornstein numerical data and functional relationships in science and technology. New Ser. Group III, vol. 3: Ferro-and antiferroelectric substances. Springer Verlag, Berlin — Heidelberg — New York, 1969. — 584 p.
11. Иванов И. В., Морозов Н. А., Юдин Ю. М. — ЖТФ, 1973, 43, № 7, с. 1547.
12. Головашкин А. И., Журкин Б. Г., Карузский А. Л. и др. Тезисы докладов 23 Всесоюзного совещания по физике низких температур. — Таллин, 1984, ч. 1, с. 266.
13. Эткин В. С., Гершензон Е. М. Параметрические системы на полупроводниковых диодах. — М.: Сов. радио, 1964. — 351 с.
14. Полупроводниковые приборы: Диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы. Справочник /А. В. Баюков, А. Б. Гитневич, А. А. Зайцев и др./ Под общей ред. Н. Н. Горюнова. — М.: Энергоиздат, 1982. — 744 с.

Московский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
5 апреля 1985 г.

## NONLINEAR RESONANCE IN TEMPERATURE STABILIZING AND BOLOMETER SYSTEMS

*G. V. Belokopytov*

The influence of thermal state on resonance phenomena in nonlinear oscillatory systems is discussed. Necessary conditions for the thermal stability of oscillations in nonlinear resonance circuit are considered. General conditions for the automatic temperature stabilization effect realization were formulated and the influence of tuning deviations of thermal and electric nature on the stability and sensitivity of the bolometer detector of radiation are estimated.

---