

квадрупольное расщепление оказывается много меньше штарковского для используемой в эксперименте частоты 25 МГц.

На рис. 3 приведены кривые для газов  $\text{CH}_3\text{F}$  и  $\text{CH}_3\text{CN}$ , полученные путем усреднения по трем записям самописца. На этом же рисунке вертикальными штрихами отмечены значения  $E_0$ , которые должны соответствовать резонансам для  $J=1, 2, 3$  по соотношению (24). Из рис. 3 видно, что действительно экспериментально наблюдается ряд резонансных пиков, положение которых соответствует соотношению (24). Рост амплитуды резонансных пиков с увеличением  $J$  находится в согласии с (23).

Отмеченное совпадение результатов теории и эксперимента позволяет заключить, что явление электрического дипольного резонанса экспериментально обнаружено и может быть использовано в физических исследованиях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рамзей Н. Молекулярные пучки. М., 1960, 251—269.
2. Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия. М., 1959, 15—337.
3. Брагинский В. Б., Панов В. И. Радиотехническое устройство для измерения малых механических колебаний.— Приборы и техн. эксперимента, 1968, № 5, 136—138.

Поступила в редакцию  
21.06.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 3

УДК 535.24.34

**В. П. ГУСЬКОВ, И. В. ИВАНОВ, Е. И. РУКИН**

### **АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РАЗОГРЕВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТЕРМОСТАБИЛИЗИРУЮЩИХСЯ СИСТЕМ**

Эффект резонансной стабилизации температуры [1, 2] положен в основу работы ряда микротермостатов, тепловых излучателей, пленочных нагревателей [3—5]. Во всех перечисленных системах стабилизируется температура сегнетоэлектрического элемента  $T_e$ , превышающая температуру окружающей среды  $T_0$  на несколько десятков градусов. Основу этих систем составляет сегнетокерамический конденсатор, который обычно включается в цепь последовательного колебательного контура, возбуждаемого на частоте, близкой к собственной частоте контура. Источником энергии служит внешний генератор, возбуждающий контур через усилитель мощности.

Для вывода системы на режим (разогрева) возможно как применение внешнего нагревателя, так и использование внутренних источников тепла диэлектрических потерь в конденсаторе (частотный разогрев). Во втором случае для разогрева конденсатора достаточно так изменять частоту генератора во времени, чтобы она следовала за изменяющейся собственной частотой колебательного контура. Таким образом поддерживается резонансное возбуждение контура с непрерывно возрастающей частотой. Необходимый закон изменения частоты возбуждения колебательного контура будет зависеть от конкретных параметров системы: размеров и формы сегнетокерамического конденсатора, условий теплоотдачи в окружающую среду, выходного напряжения усилителя

и др. Очевидно, что способ частотного разогрева системы путем перестройки внешнего генератора по заданному закону (если последний и определен достаточно точно) весьма трудно экспериментально осуществить.

Для непрерывного автоматического поддержания резонансного возбуждения контура с изменяющейся во времени частотой можно замкнуть электрическую цепь обратной связи так, чтобы возбудить в системе автоколебания с частотой, близкой к собственной частоте контура. При этом сегнетокерамический конденсатор (при достаточной амплитуде напряжения на нем) начнет нагреваться теплом диэлектрических потерь, собственная частота контура будет возрастать, а следовательно, будет возрастать и частота автоколебаний. В реальных системах тепловые постоянные времени существенно превосходят время установления колебаний в контуре, поэтому, в каждый момент времени можно считать, что на конденсаторе имеются установившиеся колебания с амплитудой  $U_c$  и частотой  $\omega$ . В процессе нагревания конденсатора мощность тепла, отдаваемого в окружающую среду, будет линейно возрастать с температурой  $P_{отд} = k_0(T - T_0)$ , где  $k_0$  — коэффициент теплоотдачи,  $T_0$  — температура окружающей среды,  $T$  — температура сегнетокерамического конденсатора. Строго говоря, в конденсаторе всегда имеется некоторое распределение температуры по объему, однако в первом приближении можно считать, что конденсатор равномерно нагрет до температуры  $T$ . В этом приближении тепловые переходные процессы в колебательной системе можно исследовать, исходя из уравнения теплового баланса

$$\frac{dQ}{dt} = P_{ди} - P_{отд}$$

( $P_{ди}$  — мощность диэлектрических потерь в колебательной системе) или

$$c_0 \rho \frac{dT}{dt} = B_1 U_c^2 \omega C - k_0(T - T_0), \quad (1)$$

где  $c_0$  — удельная теплоемкость;  $\rho$  — плотность диэлектрика;  $B_1 = \text{tg } \delta / 1,8$ ;  $\text{tg } \delta$  — тангенс угла диэлектрических потерь.

Так как диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектриков, находящихся при температуре выше точки Кюри, подчиняется закону Кюри — Вейсса, то  $C = B_K / (T - T_K)$ , а  $\omega = 1/\sqrt{LC} = B_2 \sqrt{T - T_K}$ . Здесь  $B_K$  и  $T_K$  — константа и температура Кюри.

Пренебрегая температурной зависимостью  $\text{tg } \delta$  в рабочем диапазоне температур, преобразуем уравнение (1) к виду

$$dt = \frac{c_0 \rho dT}{B_0 U_c^2 \sqrt{T - T_K} - k_0(T - T_0)}, \quad (2)$$

где  $B_0 = B_1 B_2 B_K$ .

Проведя интегрирование, можно найти закон изменения температуры сегнетоэлектрического конденсатора во времени. Если исследовать процессы перехода к температурам, достаточно удаленным от температуры фазового перехода  $T_K$ , то для простоты вычислений можно принять  $T_K = T_0$ . В результате этого приближения получим при  $U_c = \text{const}$

$$T - T_0 = \left[ \exp \left( -\frac{3}{2} \frac{k_0}{c_0 \rho} (t - t_0) \right) - \frac{B_0 U_c^2}{1 k_0} \right]^{2/3}. \quad (3)$$

Здесь величина  $t_0$  определяется начальными условиями. В частности, если в начальный момент температура конденсатора равна температуре окружающей среды  $T_0$ , то

$$t_0 = (2/3) (c_0 \rho / k_0) \ln (B_0 U_c^2 / k_0). \quad (4)$$

В этом случае процесс изменения температуры описывается соотношением

$$T - T_0 = \left( \frac{B_0 U_c^2}{k_0} \right)^{2/3} \left[ \exp \left( - \frac{3}{2} \frac{k_0}{c_0 \rho} t \right) - 1 \right]^{2/3}. \quad (5)$$

Если теперь потребовать, чтобы нагрев конденсатора от температуры  $T_0$  до температуры  $T_e$  проходил за время, не большее, чем  $t_{\max}$ , то из (4) и (5) можно получить, что для этого достаточно иметь напряжение на нем, равное  $U_{c \min}$ , где

$$U_{c \min}^2 = k_0 (T_e - T_0)^{3/2} / B_0 [1 - \exp(-3k_0 t_{\max} / 2c_0 \rho)]. \quad (6)$$

Очевидно, что если напряжение на конденсаторе в процессе разогрева превысит  $U_{c \min}$ , то это только уменьшит время разогрева конденсатора до заданной температуры.

Таким образом, сочетание необходимой частоты и амплитуды воздействия на контур должно обеспечивать напряжение на конденсаторе  $U_c \geq U_{c \min}$  в течение всего времени разогрева. Определим необходимые для этого параметры системы.

Блок-схема устройства показана на рис. 1. Напряжение с резистора обратной связи  $R$  подается на вход усилителя  $I$ , вносящего малый

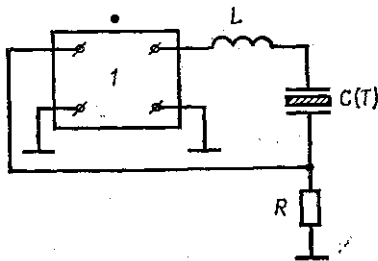


Рис. 1

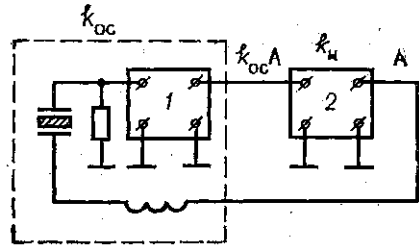


Рис. 2

фазовый сдвиг в рабочей полосе частот. Система возбуждается на частоте, близкой к собственной частоте контура, что обеспечивает значительное превышение (почти в  $Q$  раз) амплитуды  $U_c$  над амплитудой воздействия на контур. Очевидно, наибольшая эффективность разогрева достигается при максимуме выходной амплитуды основной гармоники  $U_0$ . Для усилителей с нелинейностью, описываемой кривой безгистерезисного типа с насыщением, амплитуда  $U_0$  становится максимальной при работе с глубоким заходом в нелинейную область характеристики. Для такого режима необходимо, чтобы условие самовозбуждения генерирующей системы  $k_{oc} \geq 1$  выполнялось с достаточно большим запасом. (Здесь  $k_{oc}$  — коэффициент обратной связи, определяемый как коэффициент передачи разомкнутой системы для малого сигнала данной частоты.) Условие  $k_{oc} \gg 1$  обеспечивает также стабильность выходной амплитуды основной гармоники  $U_0$  при изменении коэффициента усиления усилителя. При этом если  $k_{oc} \geq k_{oc \text{ крит}}$ , то амплитуда  $U_0$  практически мало отличается от максимально возможной

амплитуды основной гармоники:  $U_{0\max} = 4U_{\text{нас}}/\pi$ , где  $U_{\text{нас}}$  — напряжение насыщения усилителя.

Рассчитаем  $k_{\text{ос.крит}}$  для двух видов нелинейной характеристики усилителя, описываемых ломаной кривой с насыщением и кривой типа  $\text{arctg } x$ .

Очевидно, что для характеристики первого типа при изменении  $k_{\text{ос}}$  от 1 (порог генерации) до бесконечности амплитуда основной гармоники будет возрастать от  $U_{\text{нас}}$  до  $4U_{\text{нас}}/\pi$ , т. е. практически не будет меняться. Таким образом, в этом случае  $k_{\text{ос.крит}} = 1$ .

Рассчитаем зависимость  $U_0 = U_0(k_{\text{ос}})$  для усилителя с нелинейностью типа  $U_{\text{вых}} = \text{arctg } U_{\text{вх}}$ . Так как колебательный контур обладает большой добротностью и фильтрует все гармоники, кроме основной, то амплитуда колебаний в режиме стационарной генерации может быть рассчитана методом гармонической линеаризации. Нелинейный усилитель при анализе удобно заменить двумя последовательными блоками (рис. 2): линейным усилителем 1 и нелинейным четырехполюсником 2 с характеристикой  $U_{\text{вых}} = \text{arctg } U_{\text{вх}}$ , имеющим нормированный на единицу коэффициент передачи малого сигнала. Для такой нелинейной цепи коэффициент передачи сигнала  $A_{\text{вх}} \sin \omega t$  по основной гармонике имеет вид [6]

$$k_n = 2 / \left( 1 + \sqrt{1 + A_{\text{вх}}^2} \right). \quad (7)$$

Коэффициент передачи всей системы будет равен

$$k = k_{\text{ос}} k_n = \frac{2k_{\text{ос}}}{1 + \sqrt{1 + k_{\text{ос}}^2 A^2}}. \quad (8)$$

Условие стационарной генерации  $k = 1$  запишется в виде

$$\frac{2k_{\text{ос}}}{1 + \sqrt{1 + k_{\text{ос}}^2 A^2}} = 1, \text{ откуда } A = 2 \sqrt{\frac{k_{\text{ос}} - 1}{k_{\text{ос}}}}.$$

Масштабным множителем для перехода от безразмерной амплитуды  $A$  к напряжению на выходе реального усилителя является, как легко убедиться, множитель  $2U_{\text{нас}}/\pi$ . Таким образом, для амплитуды воздействия  $U_0$  получаем

$$U_0 = (4/\pi) \sqrt{(k_{\text{ос}} - 1)/k_{\text{ос}}} \cdot U_{\text{нас}}. \quad (9)$$

Потребовав теперь превышения амплитуды  $U_0$  над напряжением насыщения  $U_{\text{нас}}$ , получаем соотношение для  $k_{\text{ос.крит}}$ :

$$(4/\pi) \sqrt{(k_{\text{ос.крит}} - 1)/k_{\text{ос.крит}}} = 1. \quad (10)$$

Отсюда  $k_{\text{ос.крит}} = 2,6$ .

Характеристики реальных усилителей имеют промежуточную форму между ломаной и кривой  $\text{arctg } x$ , следовательно, при  $2,6 < k_{\text{ос}} < \infty$  амплитуда воздействия будет находиться в пределах  $U_{\text{нас}} < U_0 < 4U_{\text{нас}}/\pi$ . Отношение напряжения на конденсаторе  $U_c$  к амплитуде воздействия на последовательный контур равно

$$K_c = \frac{U_c}{U_0} = \frac{Q(\omega_0/\omega)}{\sqrt{1 + Q^2 [(\omega/\omega_0) - \omega_0/\omega]^2}}. \quad (11)$$

Так как даже в контуре с бесконечно большой добротностью для увеличения величины  $U_0$  хотя бы в 10 раз необходимо иметь расстройку

частоты возбуждения по сравнению с резонансной не более 5%, то можно считать, что  $\omega_0/\omega \approx 1$  и

$$K_c \approx \frac{Q}{\sqrt{1 + Q^2 [(\omega/\omega_0)_i - (\omega_0/\omega)]^2}}. \quad (12)$$

Эту величину можно связать со сдвигом фаз  $\varphi_R$  между напряжением и током в контуре:

$$K_c = Q/\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_R} = Q \cos \varphi_R. \quad (13)$$

Полученное ранее требование  $U_c \geq U_{c \min}$  с учетом того, что  $U_0 \geq U_{\text{нас}}$  сводится к условию  $K_c \geq U_{c \min}/U_{\text{нас}}$ . Это накладывает на  $\varphi_R$  ограничение:

$$|\varphi_R| \leq \arccos (U_{c \min}/QU_{\text{нас}}). \quad (14)$$

Поскольку величина  $\varphi_R$  определяется фазовым сдвигом в усилителе  $\varphi_{yc}$  и связана с ним условием баланса фаз  $\varphi_R + \varphi_{yc} = 0$ , то

$$|\varphi_{yc}| \leq \arccos (U_{c \min}/QU_{\text{нас}}). \quad (15)$$

Таким образом, одновременное выполнение условия  $k_{oc} \geq 2,6$  и условия (15) во всей рабочей полосе частот обеспечивает поддержание амплитуды  $U_c$  на конденсаторе, не меньшей  $U_{c \min}$ , в течение всего времени автоколебательного разогрева конденсатора.

В эксперименте был осуществлен автоколебательный разогрев плоского сегнетокерамического конденсатора (керамика ВК-7), нахо-

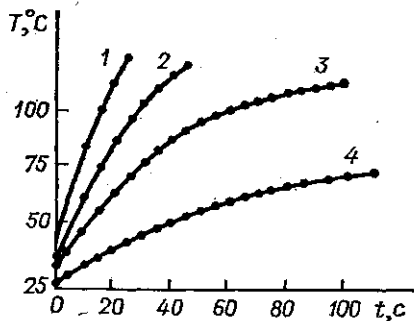


Рис. 3.  $U=50$  В (1), 40 В (2), 30 В (3), 20 В (4)

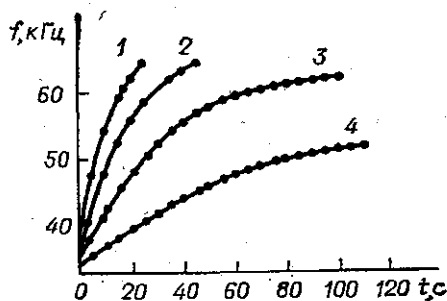


Рис. 4.  $U=50$  В (1), 40 В (2), 30 В (3), 20 В (4)

дящегося в условиях естественного конвективного теплообмена с окружающей средой при комнатной температуре. Дисковый конденсатор диаметром 35 мм и толщиной 1 мм нагревался с различной скоростью в зависимости от напряжения питания усилителя мощности. (рис. 3). Из представленных графиков видно, что если, в частности, потребовать от системы, чтобы разогрев конденсатора до температуры 100°C происходил за время, не большее 1 мин, то, очевидно, напряжение питания усилителя должно быть не меньше 30 В. Частота автоколебаний в процессе разогрева менялась по закону, показанному на рис. 4. Переключение системы в термостабильный рабочий режим с возбуждением от генератора стабильной частоты осуществлялось автоматически при достижении конденсатором заданной температуры. При этом частота автоколебаний достигала значения собственной частоты вспомогательного контура. Напряжение с контура (его резонансный отклик) управ-

ляло работой реле, переключающего систему из автоколебательного режима в режим возбуждения от генератора стабильной частоты.

Таким образом, режим автоколебательного разогрева сегнетокерамического конденсатора эффективен и легко практически реализуем. Существенно также, что разогрев внутренними источниками тепла диэлектрических потерь приводит к однородному распределению температуры по объему конденсатора, что уменьшает время установления стационарного распределения температуры при переходе в режим автоматической термостабилизации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов И. В. Автоматическая стабилизация температуры в сегнетоэлектрических резонаторах СВЧ-диапазона.—Радиотехника и электроника, 1968, 13, № 7, 1291—1295.
2. Ivanov I. V. Effect of automatic temperature stabilisation in ferroelectric oscillatory systems.—Ferroelectrics, 1972, N 4, 29—37.
3. Гуськов В. П., Ермаченков Н. С., Иванов И. В. Сегнетоэлектрические микротермостаты.—Приборы и техника эксперимента, 1972, № 2, 228—229.
4. Иванов И. В., Гуськов В. П., Якунин В. Г. Сегнетоэлектрические тепловые излучатели с высокой стабильностью температуры.—Оптико-механическая промышленность, 1975, № 6, 57—59.
5. Гуськов В. П., Иванов И. В., Рукин Е. И. Резонансная автотермостабилизация сегнетокерамической пленки.—Вестн. Моск. ун-та. Физ., астроф., 1977, 18, № 6, 113—114.
6. Мкртумов А. С. Исследование взаимодействия мод в многочастотных генераторах с запаздывающей обратной связью. Канд. дис. М., 1977.

Поступила в редакцию  
30.06.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1980, Т. 21, № 3

УДК 535.338.334:533.9.01

С. А. СУХИН

### СДВИГ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В НЕРАВНОВЕСНОЙ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

**Введение.** Исследование уширения и сдвига спектральных линий излучения атомов частично ионизованной плазмы представляет существенный как практический (например, для диагностики плазмы), так и научный интерес, поскольку дает большую информацию о сложных процессах в плазме.

В недавнем обзоре В. С. Лисицы «Штарковское уширение линий водорода в плазме» [1] изложены результаты многих исследований по уширению и сдвигу спектральных линий, выполненных за последние годы. Детально рассмотрены вопросы, связанные с линейным штарковским расщеплением, которое имеет место в атоме водорода. При этом остается открытым вопрос о роли смещений спектральных линий, которые не связаны с наличием у атома постоянного дипольного момента. Для энергетических уровней, на которых линейный эффект Штарка не проявляется, учет этих смещений является особенно существенным.

В последние годы наряду с традиционным подходом начинает развиваться кинетическая теория уширения спектральных линий [2, 3]. Преимущество ее состоит в том, что она позволяет развить метод расчета уширения и сдвига и для неравновесных состояний плазмы.