Малли и Фрейга [7] выполнили расчет λ с использованием волновых функций Хартри—Фока. Фримен [8], Блюм и Ватсон [9] для тех же целей использовали спин-орбитальный оператор сложного вида. Однако во всех перечисленных случаях вычисления носили либо ограниченный характер, либо давали приблизительное совпадение с экспериментом.

В настоящей работе путем тщательного анализа экспериментальных значений параметра λ [10—19] получены соотношения, связывающие параметр λ с переменными Z и K. Причем принимались во внимание следующие соображения чисто интуитивного порядка.

Параметр спин-орбитальной связи λ изменяется монотонно с изменением ядерного заряда Z.

Зависимость λ от числа электронов K на $3d$ оболочке аналогична закономерности λ от Z.

С этих позиций метод аппроксимаций экспериментальных данных [10—19] для элементов Sc—Mn при заполнении $3d$ оболочки до половины дает выражение

$$\lambda_0 = \gamma \exp(0{,}47Z - 0{,}5K), \tag{10}$$

а для элементов Fe—Cu при заполненной оболочке более чем наполовину, имеем

$$\lambda_0 = -\gamma \exp(0{,}2Z + 0{,}5K), \tag{11}$$

где $\gamma = 28 \cdot 10^{-3}$ *см*$^{-1}$, Z — заряд ядра атома, K — число электронов на $3d$ оболочке.

Сравнение литературных данных с результатами, полученными в этой работе (см. таблицы 1—3), говорит о целесообразности представления λ_0 в виде функции Z и K.

ЛИТЕРАТУРА

1. Watson R. E. Phys. Rev., **117**, 742, 1960.
2. Watson R. E. Phys. Rev., **119**, 1934, 1960.
3. Hartree D. R. Revs. Mod. Phys., **30**, 63, 1958.
4. Cavidlis C. Nuovo Cim., **14**, 649, 1959.
5. Sturge M. D. Phys. Rev., **130**, 639, 1963.
6. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., Физматгиз, 1963.
7. Malli G., Froga S. Theoret. chim. acta, 7, 80, 1967.
8. Freeman A. I., Frankel R. B. Hyperfine interactions. Acad. press. N. Y., 1967.
9. Blum M., Watson R. E. Prog. Roy. Soc., **A270**, 127, 1962.
10. Liehr A. D. Phys. Chem., **67**, 1314, 1963.
11. Лоу В. Парамагнитный резонанс в твердых телах. М., 1962.
12. Kikuchi C. Phys. Rev., **92**, 109, 1953.
13. Mackinnon I. A. Canad. Phys., **44**, 2329, 1966.
14. Nicula A. Chem. Phys., **42**, 36845, 1965.
15. Geschwind S. Appl. Phys., **33**, 370, 1962.
16. Low W. Phys. Rev., **101**, 1827 (L), 1956.
17. Low W. Phys. Rev., **118**, 1130, 1960.
18. Hall T. P. P. Proc. Phys. Soc., **78**, 255, 1961.
19. Herritsen H. I. Phys. Rev., **132**, 1507, 1963.

Поступила в редакцию 15.9 1971 г.

НИИЯФ

УДК 621.373

Г. Я. КАМАШЕВ, Е. А. ИРИСОВ, И. И. МИНАКОВА

ВЛИЯНИЕ ОДНОНАПРАВЛЕННОЙ СВЯЗИ НА РЕЖИМЫ ДВУХКОНТУРНОГО АВТОГЕНЕРАТОРА

В многоконтурной автоколебательной системе кроме обычных симметричных реактивных и резистивных связей между контурами могут существовать еще и однонаправленные [1] и запаздывающие связи [2]. Многоконтурный автогенератор со сложными связями моделирует также системы стабилизации частоты генераторов СВЧ, сложные системы ФАП и т. д. В работе рассматриваются стационарные режимы двухконтурного автогенератора, у которого между контуром генератора и нагружающим контуром есть два типа связи. Одна связь — обычная симметричная, эта связь может быть реактивной или резистивной. Кроме того, имеется еще канал однонаправленной связи, по которому колебания в контуре генератора воздействуют на колебания в нагружающем контуре. Однонаправленный канал связи имеет постоянный коэффициент усиления k и может вносить фиксированный сдвиг фазы θ. k и θ не зависят от частоты. При индуктивной связи запишем уравнения движения системы

$$\begin{aligned} &\ddot I_1 + 2\delta(I_1)\,\dot I_1 + \nu_1^2 I_1 + \alpha_1 \ddot I_2 = 0, \\ &\ddot I_2 + 2\delta_2 \dot I_2 + \nu_2^2 I_2 + \alpha_2 \ddot I_1 = k\ddot I(\theta), \end{aligned} \qquad (1)$$

$\alpha_1 = \dfrac{M}{L}$, $\alpha_2 = \dfrac{M}{L_2}$ и k полагаем малыми, порядка обратной величины добротности контуров. Решение уравнений (1) в квазилинейном случае: $I_1 = A\sin(\omega t - \varphi)$, $I_2 = B\sin\omega t$, $I(\theta) = A\sin(\omega t - \varphi + \theta)$. Отсюда амплитудные кривые в стационарном режиме для относительных амплитуд $\rho^2 = \dfrac{\alpha_1 B^2}{|\alpha_4|\,A^2}$ и расстройки парциальных частот $\eta = (v_1 - v_2)\dfrac{1}{\delta_2}$ имеют вид

$$\eta = \pm\left(\frac{\alpha_3}{|\alpha_4|}\rho^2 - 1\right)\sqrt{\frac{\varkappa^2}{\rho^2} - 1} + \frac{k\sin\theta}{|\alpha_4|}\rho^2. \qquad (2)$$

Здесь

$$\alpha_4^2 = (\alpha_2 + k\cos\theta)^2 + k^2\sin^2\theta = \alpha_3^2 + k^2\sin^2\theta \ \text{ и } \ \varkappa^2 = \frac{\alpha_1\alpha_4\omega^2}{4\delta_2^2}.$$

Частотные кривые могут быть получены для случая перестройки одного из контуров при фиксированной парциальной частоте второго. Частотная кривая при перестройке контура генератора имеет вид

$$\eta = \left[1 - \frac{\alpha_3\varkappa^2}{|\alpha_4|(\xi^2+1)}\right]\xi + \frac{k\sin\theta\varkappa^2}{|\alpha_4|(\xi^2+1)}, \qquad (3)$$

где $\xi = (\omega - \nu_2)\dfrac{1}{\delta_2}$.

Условия устойчивости найденных стационарных режимов

$$2 - \frac{\alpha_3}{|\alpha_4|}\rho^2 + \frac{k\sin\theta}{\alpha_4}\rho^2\sqrt{\frac{\varkappa^2}{\rho^2} - 1} > 0, \qquad (4)$$

$$\left(1 - \frac{\alpha_3}{|\alpha_4|}\rho^2\right) + \frac{2k\sin\theta}{\alpha_4}\rho^2\sqrt{\frac{\varkappa^2}{\rho^2} - 1} + \left(\frac{\alpha_3}{|\alpha_4|}\rho^2 + 1\right)\left(\frac{\varkappa^2}{\rho^2} - 1\right) > \theta. \qquad (5)$$

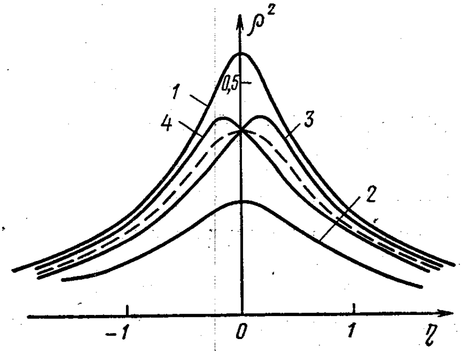

Рис. 1. $k=\mathrm{const}$, $\alpha<\alpha_{\text{кр}}$, $1 - \theta=0$, $2 - \theta=\pi$, $2 - \theta=\pi/2$ и $4 - \theta=-\pi/2$

При малых связях $\varkappa$ граница неустойчивых амплитуд (4) лежит выше любой точки кривой (2), т. е. все определяемые из (2) амплитуды устойчивы. Однако при определенных k и θ может появиться неоднозначность амплитудной и частотной кривой и требуется учет фазового условия устойчивости (5). Из уравнений (2) и (3) может быть сделан вывод о зависимости характера связи между парциальными системами от параметров канала несимметричной связи. В наиболее простом случае при $\theta=0$, π последние члены уравнений (2) и (3) равны нулю и характер кривых начинает зависеть от величины $\alpha_3=\alpha_2+k\cos\theta=\alpha_2+k_2$. Так, при $k_2>0$ или $k_2<0$, но $\alpha_2>k_2$ уравнения (2) и (3) имеют вид уравнений системы с реактивной связью между контурами [3]. При $k_2<0$ и $\alpha_2<k_2$ получаем уравнения системы с резистивной связью [4].

Таким образом, в рассматриваемом случае изменение типа полной эквивалентной связи между контурами можно осуществить подбирая соответствующий сдвиг фазы θ и меняя коэффициент усиления k однонаправленного канала связи.

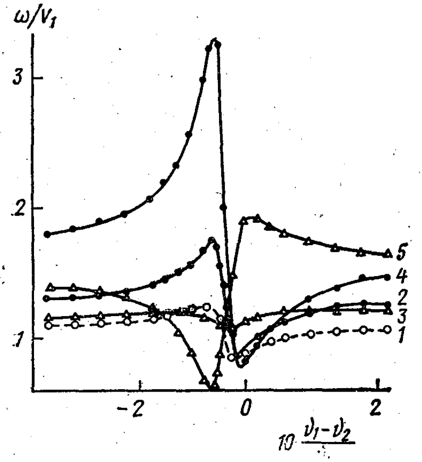

Рис. 2. $v_1=\mathrm{const}$, $\alpha<\alpha_{кр}$, *1* — $K=0$, *2* — $K=K$, $\theta=0$; *3* — $K=K_2>K$, $\theta=0$, *4* — $K=K_1$, $\theta=\pi$; *5* — $K=K_2$, $\theta=\pi$

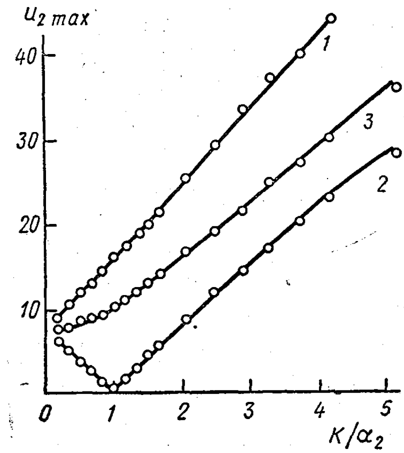

Рис. 3. $\alpha_2=\mathrm{const}$, *1* — $\theta=0$, *2* — $\theta=\pi$, *3* — $\theta=\pm-\pi/2$

Амплитудные кривые (2) в зависимости от расстройки η при фиксированных значениях θ приведены на рис. 1. При $\theta=0$ (кривая *1*) и $k>0$ происходит увеличение амплитуды колебаний во втором контуре по сравнению с амплитудой в отсутствие канала связи ($k=0$ — пунктир). При этом при увеличении k кривая может стать неоднозначной, т. е. эквивалентная полная связь может стать больше критической. При $\theta=\pi$ амплитуда соответственно уменьшается (кривая *2*), тем сильнее, чем больше k. При $k_1/\alpha_2=1$ колебаний во втором контуре нет, $B=0$, эквивалентная связь равна нулю. При $k>k_1$ амплитуда B начинает нарастать при возрастании k. Для случая $\theta=\pm\dfrac{\pi}{2}$ возникает максимальная асимметрия (кривые *3* и *4*) и происходит сдвиг амплитудных (а также частотных и фазовых) кривых относительно оси $\eta=0$. Величина деформации и сдвига кривых также существенно зависит от соотношения k/α_2 и максимальна при $k/\alpha_2=1$.

Аналогичные изменения происходят и в частотных кривых (3) или частотных кривых при фиксированной частоте контура генератора и перестройке частоты нагружающего контура. При $\theta=\pi$ при увеличении k от $k<k_1$ к $k>k_1$, изменяется характер связи, что особенно заметно на частотных кривых, так как при резистивном характере связи в отличие от реактивного собственные частоты системы расположены между парциальными частотами. При $\theta\neq0$ или π деформация частотных кривых может быть объяснена еще и тем, что при $k\neq0$ происходит изменение парциальной частоты второго контура ν_2 за счет влияния однонаправленного канала связи:

$$\nu_2'=\nu_2+\delta_2\frac{k}{\alpha_2}\sin\theta. \quad (6)$$

Разность $\nu_2'-\nu_2$ и соответственно деформация кривых максимальны при $\theta=\pm\dfrac{\pi}{2}$.

Экспериментальная проверка теоретических выводов проводилась на двухконтурном ламповом генераторе в радиодиапазоне.

Канал однонаправленной связи включал в себя многокаскадный широкополосный усилитель, фазовращатель и катодный повторитель. Выход катодного повторителя индуктивно связан со вторым контуром. Коэффициент передачи и фаза сигнала, передаваемого по каналу связи, могли регулироваться и фиксироваться. При этом коэффициент передачи канала связи не превышал единицы.

Полученные экспериментально амплитудные кривые хорошо совпадают с кривыми (2) как при $\theta=0$ или $\theta=\pi$, так и при $\theta\cong\pm\dfrac{\pi}{2}$.

Экспериментально была также проверена зависимость максимальной амплитуды колебаний во втором контуре $u_{2\,max}$ от k при фиксированном значении α_2 и при различных значениях θ. Результаты эксперимента приведены на рис. 2.

При $k/\alpha_2 \cong 1$ и $\theta \cong \pi$ амплитуда колебаний во втором контуре стремится к нулю, т. е. напряжение, наводимое в контуре за счет симметричной связи, полностью компенсируется напряжением, наводимым за счет однонаправленного канала.

Частотные кривые экспериментально исследовались для случая перестройки нагружающего контура. Они также хорошо совпадают с расчетами. Наиболее наглядно влияние величины k на характер связи видно для случая $\theta=\pi$. На рис. 3 приведены результаты эксперимента для случаев $k=0$ (кривая *1*) $k=k_1$, $\theta=0$ (кривая *2*) и $k=k_1$, $\theta=\pi$ (кривая *3*). Как видно из этих кривых, величина эффективной связи при фиксированном k существенно зависит от θ, стремясь к минимальной для кривой *3*. При $k_2>k_1$ при $\theta=0$ частотная кривая — выраженная кривая двухконтурной системы с реактивной связью (кривая *4*), а при $\theta=\pi$ — системы с резистивной связью.

Таким образом, проведенное теоретическое и экспериментальное исследование двухконтурной автоколебательной системы с двумя типами связи (обычной реактивной и однонаправленной) позволило выявить ряд новых особенностей поведения таких систем в стационарном режиме при реактивной связи меньше критической. В частности, получено, что наличие однонаправленного канала связи существенно изменяет как величину, так и характер полной эквивалентной связи между парциальными системами, что приводит к заметному отличию амплитудных и частотных кривых рассматриваемой системы от аналогичных кривых в системах с симметричной связью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шмелев А. Б. «Радиотехника и электроника», № 4, 751, 1970.
2. Альтшуль Б. А., Рубаник В. П. «Изв. вузов», радиофизика, **6**, № 1, 137, 1963.
3. Ирисов Е. А., Хохлов Р. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 2, 137, 1958.
4. Курдюмов О. А., И. И. Минакова. «Радиотехника», **24**, № 6, 65, 1969.

Поступила в редакцию
15.9 1971 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК

А. А. БЕЛОВ, Л. Г. ВИКРИСТЮК

ОБ УПРАВЛЕНИИ ПАРАМЕТРОНАМИ С ПОМОЩЬЮ ВИДЕОСИГНАЛОВ

Техническое применение одноконтурных параметрических генераторов основано в основном на управлении условиями возбуждения и фазой возбуждающихся колебаний. Управление условиями возбуждения осуществляется в большинстве случаев за счет модуляции либо амплитуды напряжения накачки, либо затухания или расстройки колебательного контура самого параметрического генератора. Управление же фазой возбуждающихся колебаний осуществляется почти исключительно путем подачи извне в контур параметрического генератора высокочастотного напряжения с той же частотой, что и возбуждающееся колебание и с требуемой фазой [1]. В ряде случаев более удобным было бы управление работой параметрического генератора с помощью видеосигналов. В данной заметке и рассмотрена одна из возможностей управления работой одноконтурного параметрического генератора с помощью видеосигналов, которая позволяет управлять как возбуждением генератора, так и фазой возбуждающихся в нем колебаний.

Упрощенная схема рассматриваемого генератора показана на рис. 1. Ее особенностью является использование накачки на частоте, равной частоте возбуждающихся в параметрическом генераторе колебаний. Возбуждение параметрического генератора осуществляется за счет второй гармоники в спектре емкости параметрических диодов. Генератор собран по мостовой схеме. Мост образован вторичной обмоткой трансформатора накачки *Тр*, имеющей вывод от средней точки, и двумя пара-

[1] См. А. Е. Каплан, Ю. А. Кравцов, В. А. Рылов. Параметрические генераторы и делители частоты. М., «Советское радио», 1966.