

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.373

МЕХАНИЗМЫ ВЗАИМНОЙ синхронизации ДВУХ РЕЗОНАНСНО СВЯЗАННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Ю. И. Кузнецов, И. И. Минакова, М. И. Щедрина

(кафедра физики колебаний)

Проанализированы механизмы взаимной синхронизации связанных генераторов в зависимости от типа и величины связи. Показано, что механизмы перехода от много-частотного к одночастотному режиму отдельных генераторов зависят от добротности и расстройки контура связи.

Система связанных генераторов является удобной моделью в широкой области научных дисциплин. Интерес к этой модели объясняется тем, что многие процессы в сложных системах, таких как системы сложения мощностей, активные фазированные решетки [1], можно проанализировать на более простых моделях с небольшим числом генераторов с различными типами связей, в том числе и резонансными. В последнем случае возможны синхронные, многочастотные и хаотические режимы [2]. Хорошо изучены в системах связанных генераторов одночастотные синхронные режимы в предельных случаях: квазигармонические колебания ($\epsilon \ll 1$) [3] и релаксационные колебания ($\epsilon \gg 1$) [4], где ϵ — коэффициент нелинейности генераторов. В системах связанных генераторов с $\epsilon \approx 1$ анализировались зависимости изменения многочастотных и синхронных режимов систем от соотношения параметров системы [2]. Однако мало изучены существенно многочастотные процессы вблизи границы перехода от многочастотного к одночастотному синхронному режиму и влияние на них изменения параметров парциальных систем.

Целью работы является анализ влияния расстройки парциальных частот систем и добротности контура связи на механизмы перехода от многочастотного режима к одночастотному, синхронному.

Математическая модель системы двух генераторов, связанных реактивно или резистивно через пассивный резонансный контур с соотношением частот $\nu_1 : \nu_2 : \nu_3 \approx 1 : 1 : 1$, может быть представлена в виде

$$\ddot{x}_1 + \epsilon_1 (1 - x_1^2) \dot{x}_1 + \nu_1^2 x_1 = \alpha_{31} x_3 + \gamma_{31} \dot{x}_3 + \beta_{31} \ddot{x}_3, \quad (1)$$

$$\ddot{x}_2 + \epsilon_2 (1 - x_2^2) \dot{x}_2 + \nu_2^2 x_2 = \alpha_{32} x_3 + \gamma_{32} \dot{x}_3 + \beta_{32} \ddot{x}_3, \quad (2)$$

$$\ddot{x}_3 + 2\delta_3 \dot{x}_3 + \nu_3^2 x_3 = \alpha_{13} x_1 + \alpha_{23} x_2 + \gamma_{13} \dot{x}_1 + \gamma_{23} \dot{x}_2 + \beta_{13} \ddot{x}_1 + \beta_{23} \ddot{x}_2, \quad (3)$$

где α , β , γ — коэффициенты емкостной, индуктивной, резистивной связи; ν_1 , ν_2 , ν_3 — парциальные частоты контуров генераторов и контура связи; ϵ_1 , ϵ_2 — коэффициенты нелинейности генераторов; δ_3 — декремент затухания в контуре.

Для проведения вычислительного эксперимента была разработана методика, позволяющая изучать стационарные процессы в системе связанных генераторов на основе совместного применения двух методов анализа. Интегрирование системы дифференциальных уравнений методом Рунге—Кутты 4-го порядка точности дает временную реализацию. Реализация, соответствующая переходному процессу при любых начальных условиях, отбрасывается. Реализация, соответствующая стационарному процессу, анализируется методом точечных отображений [5] или спектральным методом на основе БПФ [2]. Однако разрешающей способности спектрального метода недостаточно для разделения процессов с двумя близкими частотами генераторов ω_1 и ω_2 . Метод точечных отображений позволяет точно определить момент синхронизации системы, подробно исследовать многочастотную область.

Приведем типичные результаты исследования зависимости спектральных составляющих от связи, полученные в серии математических экспериментов для системы генераторов, когда в (3) $\alpha \neq 0$, $\beta = 0$, $\gamma = 0$.

На рис. 1, а приведена частотная зависимость от изменения величины коэффициента емкостной связи α ($\epsilon_{1,2} = 0,5$, $\delta_3 = 0,1$). Для каждого значения фиксированных параметров спектр стационарного режима определяется при близких к нулевым на-

чальных условиях. В области I реализуется многочастотный процесс, существующий за счет биений двух частот генераторов ω_1 и ω_2 и малых комбинационных составляющих. В области II идет многоэтапный процесс перехода от многочастотного процесса к одночастотному синхронному режиму при изменении α . Как видно из рис. 1, а, частоты двух генераторов продолжают, как и в области I, плавно подтягиваться друг к другу до $\alpha=0,106$. Частота 2-го генератора скачкообразно меняется при $\alpha=0,106$ и становится близкой к частоте синхронного режима, но режим еще остается многочастотным, так как частоты 1-го и 2-го генераторов различаются, хотя и мало (рис. 2). При дальнейшем увеличении α происходит взаимное подтягивание обеих ча-

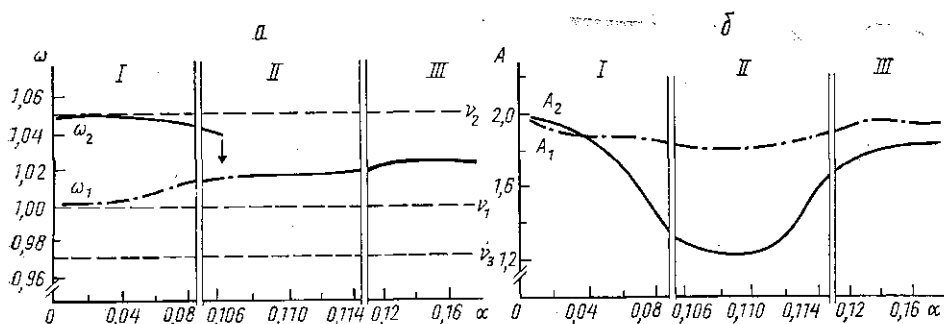


Рис. 1

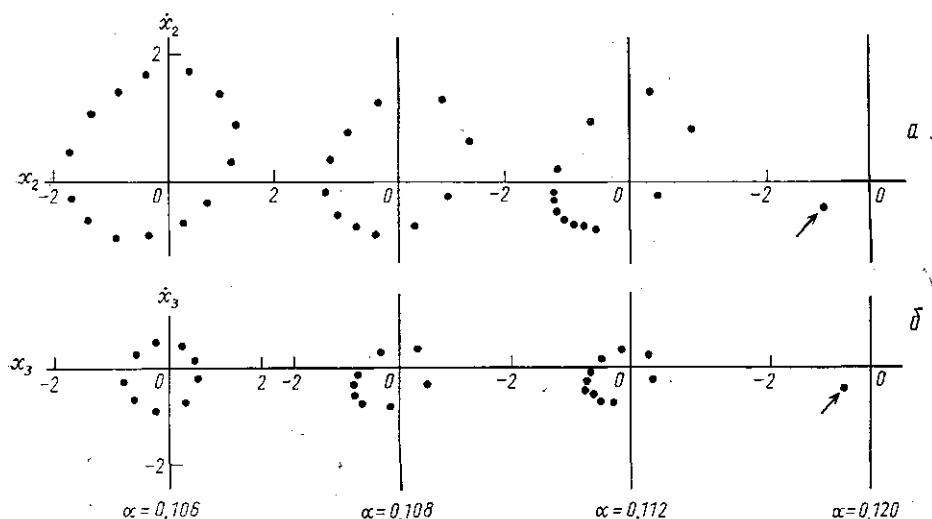


Рис. 2

стот и расстройка между частотами ω_1 и ω_2 стремится к нулю. При $\alpha \geq \alpha_{cr}$ в системе реализуется синхронный одночастотный режим с частотой $(\nu_{01} + \nu_{02})/2$ (область III). На рис. 1, б представлена зависимость от α амплитуд A_1 и A_2 основных составляющих 1-го и 2-го генераторов. Как видно, A_1 и в I и II области изменяется слабо и мало отличается от амплитуды синхронного режима в III области. Характер изменения A_2 существенно отличается от A_1 . В области I происходит заметное гашение колебаний ($\approx 25\%$), в области II — нарастание до амплитуды синхронного режима. Поведение генераторов в области II, где частоты генераторов близки друг к другу, не поддается точному описанию с помощью спектрального метода. Эволюции сечения Пуанкаре для 2-го генератора и для резонансного контура представлены на рис. 2, а и б соответственно. На рис. 2, а с увеличением α величина сечения уменьшается, что вызывается гашением A_2 , и одновременно идет сгущение точек на сечении, что определяется механизмом подтягивания частот и увеличением амплитуд комбинационных составляющих. В контуре (рис. 2, б) аналогично при приближении α к α_{cr} происходит сгу-

щение точек на сечении и идет уменьшение величины сечения. При $\alpha=0,120$ в системе устанавливается синхронный режим.

Результаты численного эксперимента для v_3 от 0,9 до 1,1 и для $v_1-v_2 \cong 15\%$ показали, что для системы двух генераторов, связанных через резонансный контур, характер перехода отдельного генератора от многочастотного режима к одночастотному зависит от величины относительных расстройк частот контура связи и соответственных парциальных частот генераторов.

Если частота генератора не попадает в полосу пропускания контура, то механизм перехода будет определяться заданным типом связи α между контуром и генераторами. В этом случае переход определяется гашением амплитуд основных гармоник генераторов (см. рис. 1), что на сечении Пуанкаре соответствует уменьшению величины сечения (см. рис. 2). При $\alpha_4=0,12$ сечения вырождаются в точки (отмечены стрелками).

Если частота генератора попадает в полосу пропускания контура, то механизм перехода определяется эквивалентной связью, включающей резистивную составляющую сопротивления контура. Из рис. 1, 2 отчетливо видно, что для 1-го генератора механизм перехода соответствует емкостной связи, а для 2-го генератора — смешанный. В случае резистивной связи ($\gamma \neq 0$, α , $\beta=0$), когда частота генератора попадает в полосу пропускания контура, эквивалентная связь резистивная, и механизм перехода будет определяться подтягиванием частот. Если частота генератора не попадает в полосу пропускания контура, то связь определяется двумя составляющими: резистивной и заметной реактивной — механизм перехода смешанный. Так как тип связи через контур частотнозависим, то замена контура нерезонансным элементом возможна только при фиксированных расстройках. Таким образом, наличие резонансного контура связи приводит к изменению соотношения резистивной и реактивной составляющих в эквивалентной связи в зависимости от расстройки отдельного генератора $\Delta_i = v_3 - v_i$ ($i=1, 2$) и добротности контура связи Q_3 и соответственному изменению механизмов перехода. При $\Delta_i > v_i/Q_3$ при любых α и γ проявляется механизм гашения автоколебаний, а при $\Delta_i < v_i/Q_3$ — механизм подтягивания частоты колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Дворников А. А., Уткин Г. М., Чуков А. М. // Радиотехн. и электроника. 1979. 24, № 11. С. 2254. [2] Грибков Д. А., Грачева И. Ю., Кузнецов Ю. И., Минакова И. И. // Электричество. 1987. № 7. С. 50. [3] Ланда П. С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. М., 1980. [4] Романовский Ю. М. // Изв. вузов, Радиофизика. 1972. 15, № 5. С. 718. [5] Неймарк Ю. И. Метод точечных отображений в теории нелинейных колебаний. Киев, 1961.

Поступила в редакцию
22.05.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 3

УДК 533.951

НЕЛИНЕЙНОЕ НАСЫЩЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛНА—ЗАМАГНИЧЕННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ (ОПТИМИЗАЦИЯ КОМПТОНОВСКОГО РЕЖИМА В ЧЕРЕНКОВСКОМ ЛСЭ)

В. К. Гришин, И. Ф. Ленский

(кафедра общей ядерной физики)

Рассматривается нелинейное взаимодействие замагниченного электронного пучка с волной излучения в диэлектрическом волноводе на стадии насыщения этого процесса вследствие захвата частиц волной. С помощью законов сохранения и анализа нелинейного решения кинетического уравнения Власова оптимизируется комptonовский режим возбуждения излучения в подобных устройствах типа черенковского ЛСЭ. Указываются распределения с максимальным КПД.

Исследование механизма насыщения в электродинамических системах с интенсивными электронными пучками, позволяющее выявить предельные КПД приборов, генерирующих электромагнитное излучение (ЭМИ), стимулируется широкой разработ-