

ВЛИЯНИЕ ШУМА НА АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНУЮ СИСТЕМУ
С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ

Э.В. К а л ь я н о в, С.О. С т а р к о в

В ряде работ [1-3] подтверждается ожидаемый эффект действия внешнего шума на автостохастические системы: внешний шум способствует развитию динамического хаоса. Однако имеются экспериментальные [4] и теоретические [5] результаты, противоречащие ожидаемым, когда внешний шумовой сигнал затрудняет переход к хаосу. Эти нетривиальные результаты заслуживают внимания и необходимы дальнейшие исследования с целью выяснения роли шумов в поведении нелинейных динамических систем, тем более, что реальные автостохастические системы находятся в шумовой среде.

В настоящей работе приводятся результаты численного анализа воздействия внешнего шума на автоколебательную систему с запаздыванием, которая описывается уравнением

$$\ddot{x}_1 + \frac{\omega_1}{Q_1} \dot{x}_1 + \omega_1^2 x_1 = \omega_1^2 \left[M_1 (x_1(\tau) - \frac{(x_1(\tau))^3}{3}) + f(t) \right], \quad (1)$$

где ω_1, Q_1 - частота и добротность $R_1 L_1 C_1$ контура в цепи обратной связи, τ - запаздывание, M_1 - коэффициент усиления, $f(t)$ - внешний шумовой сигнал.

При численном анализе влияния внешнего шума можно задать функцию $f(t)$ как нерегулярное решение некоторых детерминированных уравнений, описывающих стохастический процесс в интересующем диапазоне частот. Так как системы с запаздыванием обладают режимами стохастических колебаний [6], то исследование воздействия на систему с задержкой случайного сигнала $f(t)$ можно свести к рассмотрению связанных систем с запаздыванием при однонаправленной связи, когда одна из систем является воз-

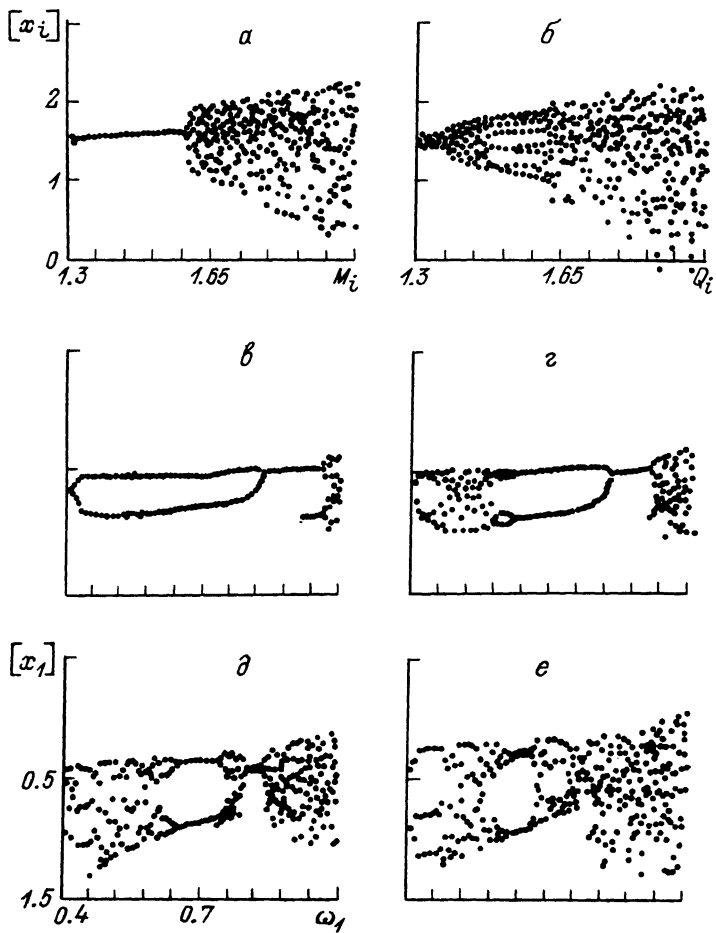


Рис. 1.

действующей и работает в режиме хаотических колебаний. В этом случае уравнение (1) следует решать совместно с уравнением

$$\ddot{x}_2 + \frac{\omega_2}{Q_2} \dot{x}_2 + \omega_2^2 x_2 = \omega_2^2 \left[M_2 \left(x_2(\tau) - \frac{(x_2(\tau))^3}{3} \right) \right] \quad (2)$$

при условии, что $f(t) = B x_2$, где B - коэффициент связи, ω_2 , Q_2 - частота и добротность $R_2 L_2 C_2$ контура воздействующего генератора, M_2 - коэффициент усиления в цепи обратной связи.

Колебания каждого генератора являются стохастическими при $B = 0$, если $\tau = 4$, $M_i = Q_i = 2$, $\omega_i = 1$ ($i = 1, 2$). Это следует из бифуркационных диаграмм рис. 1, а, б, представляющих изменение максимальных значений колебательного процесса $x_i(t)$ в зависимости от коэффициента усиления (рис. 1, а) и добротности контура в цепи обратной связи (рис. 1, б). В случае рис. 1, а $Q_i = 2$, а в случае рис. 1, б $M_i = 2$. Максимальные значения процесса $x_i(t)$ обозначены $[x_i]$.

Влияние хаотических колебаний второго генератора $x_2(\tau)$ на первый иллюстрируется рис. 1, в-е. На этих рисунках показаны изменения максимальных значений процесса $x_1(t)$ в зависимости от частоты ω_1 при различных величинах B (в - $B = 0$, г - $B = 0.01$, д - $B = 0.03$, е - $B = 0.05$), когда $\omega_2 = 1$, $M_i = Q_i = 2$. Как видно, по мере повышения уровня внешнего шумового сигнала колебания усложняются. Однако процесс не тривиален: наряду с областями стохастичности внешним шумом $f(t) = B x_2(t)$ индуцируются детерминированные переходы типа удвоения периода автоколебаний (рис. 1, г, д). При $B = 0.05$ в интервале $\omega_1 \in (0.4; 0.5)$ формируются трехтактные движения.

Индукцированные шумом переходы могут проявляться в виде скачков частоты, сопровождаясь, естественно, и изменением амплитудных значений: при воздействии шума происходит переход системы с одного предельного цикла на другой. Эта бифуркация соответствует подвозбуждению шумом нового потенциально-автоколебательного резонанса в области параметров, где имеет место гистерезис. Такой переход наблюдается в системе (1), когда $\omega_1 = M_1 = 1$, $Q_1 = 2$ и $\tau = 9.28$. При этих параметрах автономно колебания возбуждаются на частоте, равной 1,2. Воздействие слабого шума ($B = 0.05$) индуцирует переход на предельный цикл с частотой 0.7. Колебания с этой частотой возбуждаются автономно при $\tau = 9.24$, если $\omega_1 = M_1 = 1$, $Q_1 = 2$.

Приведенные результаты свидетельствуют о различной роли шума в сложной динамике систем с запаздыванием: возможно стимулирование шумом как хаотических режимов, так и режимов самосинхронизации мод.

- [1] Z i p p e l i u s A., L u c k e M. - J. Stat. Phys., 1981, N 24, p. 345.
- [2] C r u t c h f i e l d J.P., N a u e n b e r g M., R u d n i c k y J. - Phys. Rev. Lett., 1981, N 46, p. 935.
- [3] M a y e r - K r e s s G., H a k e n H. - Phys. Lett., 1981, N A-82, p. 151.
- [4] K a i S., K a i T., T a k a t a M., H i r a - k a w a K. - J. Phys. Soc. Japan, 1979, N 47, p. 1379.
- [5] M o s s F., W e l l a n d G.V. - Phys. Rev., 1982, N A25, p. 3389.
- [6] К и с л о в В.Я., З а л о г и н Н.Н., М я с и н Е.А. - РЭ, 1979, № 24, с. 1118.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
11 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 11

12 июня 1988 г.

ФОРМА ЛИНИИ РАДИООПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА ПРИ КОГЕРЕНТНОМ ПЛЕНЕНИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

М.Б. Г о р н ы й, Б.Г. М а т и с о в

Методы двойного резонанса в оптически ориентированных системах нашли самое широкое применение как в различных физических исследованиях, так и в ряде чисто практических приложений. На их основе созданы прецизионные квантовые магнитометры, стандарты частоты и др. Обычно в этих приборах ориентация активных атомов или молекул, а также регистрация различных сигналов производится с помощью резонансного оптического излучения. Это приводит к тому, что при сильной оптической накачке основной вклад в ширину регистрируемого сигнала дает так называемое световое уширение, вызываемое оптической накачкой. Указанное уширение является паразитным, снижающим возможности приборов. Поэтому разрабатываются различные методы для устранения светового уширения.

В настоящей работе предлагается новый перспективный метод исключения светового уширения, основанный на использовании эффекта когерентного пленения населенностей (КПН). Этот эффект в последнее время широко исследуется теоретически и экспериментально (см., например, [1-3]). Суть эффекта КПН заключается в том, что при выполнении условий двухфотонного резонанса атомы захватываются в суперпозиционное состояние подуровней, связанных когерентными полями с общим уровнем (рис. 1). Вследствие этого