

зависимость размера частиц от температуры обусловлена тем, что конфигурация и состав сольватных оболочек могут меняться за счет трансляционных переходов молекул растворителя. Поскольку при этих температурах $\tau_{op} \ll \tau_0$, то спектральная неоднородность среды в этом случае создается за счет трансляционных переходов молекул растворителя в сольватных оболочках молекул растворенного вещества и значение ДКССЛ определяется величиной смещения электронных уровней молекул БК, вызываемого изменением числа молекул растворителя в их сольватных оболочках. При температурах около $+40^\circ\text{C}$ объем частиц достигает минимального значения, равного собственному объему молекул БК. В этом случае их движение происходит независимо от окружающих молекул растворителя, т. е. энергия теплового движения молекул растворителя становится сравнимой с максимальным значением энергии связи молекул спирта и БК. При таких температурах люминесцирующие центры теряют отличия по составу их сольватных оболочек и система становится квазиоднородной относительно процесса стационарной люминесценции. Этим и объясняется исчезновение ДКССЛ спиртового раствора БК при $+40^\circ\text{C}$. В глицериновом растворе БК квазиоднородность спектра люминесценции достигается при $\sim +100^\circ\text{C}$, что подтверждается исчезновением ДКССЛ и достижением минимального значения объема молекул БК с их сольватными оболочками (см. рисунок, кривые 3 и 4).

Таким образом, на примере молекул БК показано, что в жидких растворах органических соединений в индивидуальных растворителях ДКССЛ может возникать за счет спектральной неоднородности среды, создаваемой трансляционными переходами в сольватных оболочках молекул растворенного вещества, что до последнего времени считалось возможным лишь в многокомпонентных системах. Сравнивая длительности этих трансляций со средним временем жизни возбужденного синглетного состояния люминесцирующих молекул, можно утверждать, что наиболее сильная зависимость сольватного объема от температуры достигается при условии $\tau_{tr} \sim \tau_0$, что иллюстрируется верхней частью рисунка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Рыжиков Б. Д., Левшин Л. В., Сенаторова Н. Р. Опт. и спектр., 1978, 45, с. 285. [2] Сенаторова Н. Р. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, 42, с. 313. [3] Mataga N., Kaifu J., Koizumi M. Bull. Chem. Soc. Japan, 1956, 29, p. 465. [4] Непорент Б. С. ЖЭТФ, 1951, 21, с. 172. [5] Бахшиев Н. Г. Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий. Л.: Наука, 1972, с. 200. [6] Левшин Л. В. и др. In: IV Conf. on Luminescence, Seged, Hungary, 1982, p. 45. [7] Gard S. K., Smyth C. P. J. Phys. Chem., 1965, 69, p. 1294.

Поступила в редакцию
16.09.83

УДК 532.517

ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРОВ АВТОКОЛЕБАНИЙ В ЗОНЕ СТОХАСТИЧНОСТИ

П. С. Ланда, А. Ф. Ольховой, С. Н. Перминов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Многие физические и технические задачи требуют генерации случайных колебаний с широким спектром. В качестве генераторов подобных колебаний могут использоваться стохастические автоколеба-

тельные системы. Целью настоящей работы является численное исследование поведения спектров таких систем на примере регулируемого маятника.

Рассмотрим малые колебания маятника, описываемые линейным дифференциальным уравнением второго порядка

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + (1 + \delta^2)x = 0. \quad (1)$$

В момент прохождения положения равновесия $x=0$ скорость маятника скачком меняется по закону

$$\dot{x} \Big|_{x=0^+} = f(\dot{x}) \Big|_{x=0^-}. \quad (2)$$

Поскольку уравнение (1) линейно, его решение при начальных условиях $x_0=0$, $\dot{x}_0=A$ имеет вид

$$\begin{aligned} x &= Ae^{-\delta t} \sin t, \\ \dot{x} &= -\delta Ae^{-\delta t} \sin t + Ae^{-\delta t} \cos t. \end{aligned} \quad (3)$$

Выберем простейший закон изменения скорости, при котором такой маятник будет совершать стохастические автоколебания:

$$f(\dot{x}) = 1 - \mu |\dot{x}|.$$

Тогда соотношение (2) можно переписать в виде

$$A \Big|_{x=0^+} = \dot{x} \Big|_{x=0^+} = 1 - \mu |\dot{x} \Big|_{x=0^-} = 1 - \mu |A \Big|_{x=0^-}. \quad (4)$$

Как известно, любая динамическая система, задаваемая взаимно-однозначным растягивающим отображением $\bar{x} = f(x, \mu)$, где μ — параметр, может иметь стохастические решения [1, 2]. В результате бифуркаций удвоения периода в спектре колебаний таких систем появляются пички, число которых увеличивается с увеличением бифуркационного параметра μ .

При некотором $\mu = \mu_\infty$ число пичков становится конечномерным и появляется сплошная компонента в спектре [3]. Нами исследовалось поведение спектров регулируемого маятника, когда $\mu > \mu_\infty$. Выбранное отображение (4) имеет следующие особенности, удобные для такого исследования.

1. Отображение имеет неподвижную точку, которая теряет устойчивость при $\mu > 1$, т. е. $\mu_\infty = 1$. Это значит, что стохастичность рождается не в результате последовательности бифуркаций удвоения, а сразу, и поэтому при $\mu < \mu_\infty$ колебания в системе отсутствуют.

2. При $\mu > \mu_\infty$ отображение обладает свойством топологической эквивалентности, т. е. отображение

$$f^{(2^n)} = f^{(2)}(f^{(2)}(\dots f^{(2)}(x)\dots)) = 1 - \mu^{2^n} |x|$$

на некоторых участках отрезка $[-1, 1]$ сохраняет все свойства отображения $f(x)$ на всем отрезке $[-1, 1]$. Это приводит к тому, что фазовая точка блуждает не по всему странному аттрактору, а только по таким топологически эквивалентным участкам.

Можно ожидать, что в результате перехода изображающей точки от одного участка к другому в спектральной плотности колебаний на фоне сплошной компоненты могут появиться дельтаобразные пички, соответствующие частотам перехода. Бифуркационные значения μ , при которых образуются новые топологически эквивалентные участки отображения (4), образуют последовательность $\mu_n = \mu^{2^{-n}}$.

Спектры были вычислены при следующих значениях параметра μ :

$$\mu = \{1,99; 1,7; 1,3; 1,14; 1,06; 1,03\}.$$

Эти значения μ соответствуют серединам бифуркационных интервалов. Спектры вычислялись методом периодограмм с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье. Усреднение проводилось по сорока реализациям, полученным при равномерном изменении начального значения x от 0,1 до 0,9. Объем одной реализации составлял

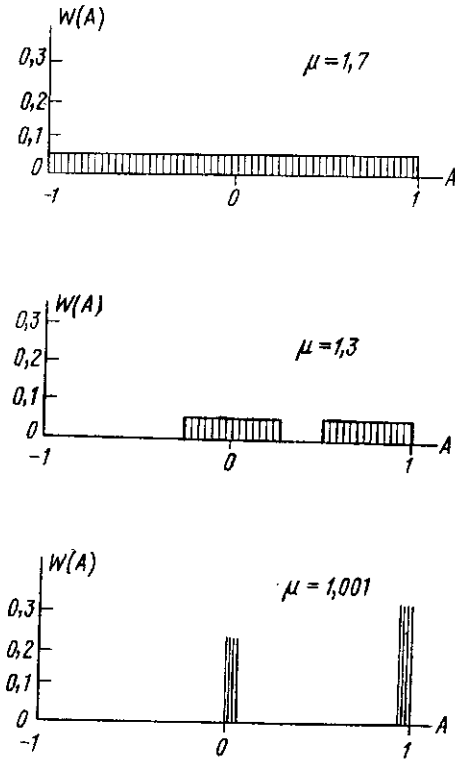


Рис. 1

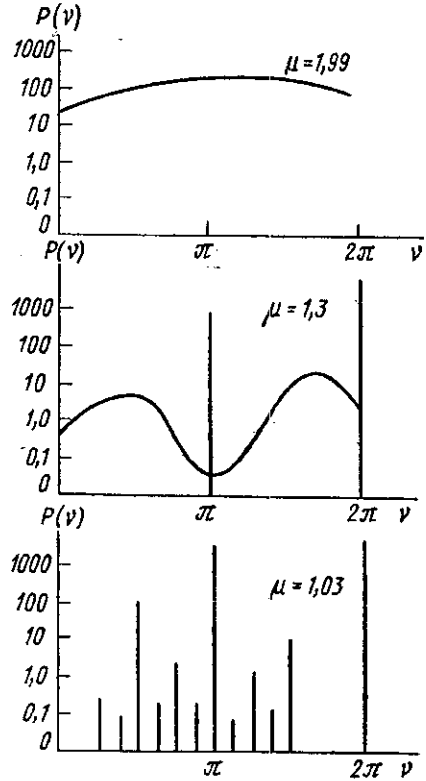


Рис. 2

2048 точек, т. е. на каждом из 256 периодов были выбраны 4 точки. Все спектры вычислялись при $\delta = 0,1$. Эволюция спектральной плотности для некоторых значений μ из указанной последовательности изображена на рис. 1. Здесь $P(v)$ — спектральная плотность генерируемых колебаний, v — частота регулируемого маятника. Из рис. 1 видно, что при $\mu \approx 2$ спектр регулируемого маятника является сплошным. При уменьшении μ на фоне сплошного спектра появляются дельтаобразные пички, соответствующие переходам между топологически эквивалентными участками отображения. Уровень мощности сплошного спектра падает, и при $\mu = 1,07$ он уже меньше точности измерений.

Амплитуда пичков падает также, что позволяет проследить их появление только до $\mu = 1,03$. Пички, изображенные на рис. 1, видимо, являются δ -функциями, так как ширина их не менялась при вариации длины реализации в широких пределах и увеличении точности счета.

Для того чтобы убедиться, что изображающая точка и в самом деле блуждает не по всему аттрактору, а всегда находится только на

топологически эквивалентных участках его, была получена плотность распределения вероятностей «амплитуд» A генерируемых колебаний $W(A)$. Гистограммы, представленные на рис. 2, получены при $\mu = \{1,7; 1,3; 1,001\}$. Из рис. 2 видно, что по мере уменьшения степени хаотичности, т. е. при $\mu \rightarrow 1$, странный аттрактор дробится на топологически эквивалентные участки, а фазовая точка блуждает между ними, находясь всегда на одном из этих участков.

Таким образом, поведение системы за границей «хаоса» характеризуется определенными закономерностями, которые проявляются как в спектральном составе, так и в распределении амплитуд генерируемых колебаний. Вблизи границы зоны стохастичности спектр колебаний близок к линейчатому, а значения амплитуд сосредоточены на очень узких участках. По мере углубления в «хаос» спектр приближается к сплошному, а амплитуды генерируемых колебаний все более равномерно заполняют отрезок $[-1, 1]$.

Эти особенности, видимо, характерны для всех стохастических автоколебательных систем, процессы в которых приближенно могут быть описаны одномерным невязанно-однозначным отображением. Известно, что такое описание справедливо для ряда систем третьего порядка, например системы уравнений Лоренца [4] и ей подобных [5].

Некоторые результаты данного исследования экспериментально были подтверждены в работе [6] для генераторов с инерционной нелинейностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Eckman J. P. Rev. Mod. Phys., 1981, 53, N 4, p. 643. [2] Ott E. Rev. Mod. Phys., 1981, 53, N 4, p. 655. [3] Feigenbaum M. J. J. of Stat. Phys., 1978, 19, N 1, p. 25. [4] Lorenz E. N. J. Atmos. Sci., 1963, 20, p. 130. [5] Ланда П. С., Ольховой А. Ф., Перминов С. М. Изв. вузов. Радиофизика, 1983, № 5, с. 566. [6] Астахов В. В. Автореф. канд. дис. Саратов, 1983.

Поступила в редакцию
03.10.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1984, т. 25, № 3

УДК 530.12

ИЗМЕРИМОСТЬ НЕАБЕЛЕВЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ ПОЛЕЙ

Д. Д. Иваненко, Ю. Н. Обухов

(кафедра теоретической физики)

Хорошо известно, что электромагнитное поле может быть измерено в принципе сколь угодно точно, если для этого использовать пробные тела с произвольно большим электрическим зарядом [1]. Однако аналогичный анализ измеримости метрического гравитационного поля показывает, что в рамках ОТО существует абсолютный предел точности: неопределенность в измерении метрики (а также ее связности — символов Кристоффеля и римановой кривизны) ограничена снизу величиной планковской длины $l^* = \sqrt{\hbar G/c^3} = 10^{-33}$ см [2]. Почему возникает такое качественное отличие двух фундаментальных теорий? В работах [2] указываются две возможные причины: 1) нелинейность гравитационной теории и 2) наличие в ней размерной константы связи. В данной заметке мы покажем, что критической является только вторая причина. Для этого рассмотрим еще один важный класс полей — переносчиков взаимодействий — неабелевы калибровочные поля. Ис-