

ОТОБРАЖЕНИЕ ПЕРВОГО ВОЗВРАЩЕНИЯ ДЛЯ ХАОТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В RLC-КОНТУРЕ С СЕГНЕТОКОНДЕНСАТОРОМ

А.М.Солодуха, Ж.А.Губанова

В данной работе исследовался хаотический режим колебаний в последовательном RLC-контуре, который содержал в качестве нелинейного элемента цепи сегнетоэлектрический конденсатор.

Схема эксперимента описана нами в [1], где рассматривался вопрос о роли сечения Пуанкаре фазового портрета для идентификации хаотического режима. В настоящем эксперименте мы использовали кристалл триглицинсульфата (ТГС) с добавкой α -аланина (α -ТГС), так как эти образцы показали лучшую стабильность хаотического режима колебаний по сравнению с исследованными ранее кристаллами чистого ТГС и ТГС с добавкой ионов хрома.

Наблюдаемые сечения Пуанкаре для образцов α -ТГС имели сложный вид (рис. 1), что позволило предположить наличие странного аттрактора.

На кристаллах всех типов переход к хаосу всегда наблюдался нами через субгармонический каскад при частотах выше резонансных. При этом на экране осциллографа ясно фиксировались режимы с $2T$, $4T$, $8T$, где T — период колебаний генератора.

Однако наблюдение различных режимов колебаний дает лишь качественную картину процесса. Для получения количественных характеристик мы использовали запоминающий осциллограф С8-12, который позволил наблюдать картину колебаний за определенный отрезок времени (рис. 2). Модуляция яркости луча осциллографа дала возможность определить значения тока, которые формируют область сечения Пуанкаре в координатах заряд-ток (рис. 1).

Фиксируя величины значений тока, можно составить последовательность чисел, связанных друг с другом соотношением

$$I_{n+1} = f(I_n),$$

где $f(I_n)$ — функция отображения первого возвращения. Использование одномерного отображения для описания поведения данной колебательной системы оправдано тем, что система обладает достаточно сильной диссипацией энергии, а в этом случае существенную роль играет лишь одна степень свободы [2].

С помощью компьютера методом наименьших квадратов была подобрана полиномиальная аппроксимация для этой функции, которая имеет вид

$$I_{n+1} = -2.62I_n^4 + 20.86I_n^3 - 58.14I_n^2 + 66.5I_n - 24.46.$$



Рис. 1. Сечение Пуанкаре фазового портрета для образца α -ТГС. $t = 46^\circ \text{C}$.

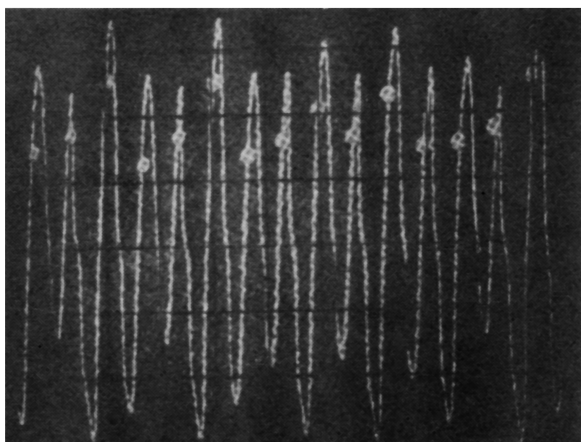


Рис. 2. Временная развертка колебаний тока в контуре при хаотическом режиме с метками периода колебаний задающего генератора.

На рис. 3 показана функция $f(I_n)$ в координатах $I_{n+1} - I_n$. Анализ полученной функции последования методом диаграммы Ламерея показал, что графические построения для нескольких начальных значений не приводят ни к устойчивым циклам, ни к устойчивым точкам.

Была также решена обратная задача — моделирование на компьютере хаотического режима с помощью полученного полинома по итерационной программе. На рис. 4 показан фрагмент последовательности значений функции в зависимости от номера итерации. Сопоставление рис. 4 и 2 иллюстрирует соответствие полученной функции отображению первого возвращения. Данное соответствие наблюдалось для различных начальных условий в пределах 35–40 итераций, а затем функция выходила на цикл с частотой, равной частоте задающего гене-

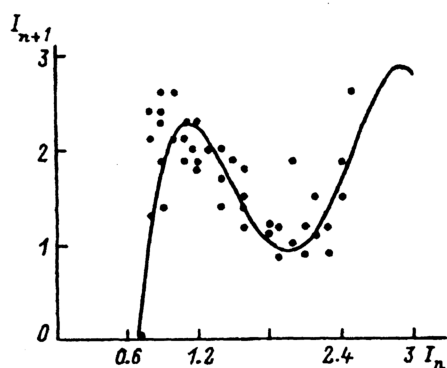


Рис. 3. Отображение первого возвращения, полученное на основе данных рис. 2. Точки — эксперимент, сплошная линия — расчет.

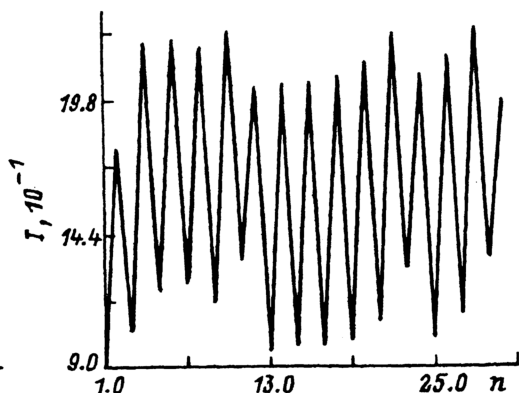


Рис. 4. Результат моделирования хаотического режима по итерационной программе согласно полученной функции последования.

ратора. Это свидетельствует о том, что для более полного описания хаотического режима требуется уточнение значений коэффициентов полинома.

Список литературы

- [1] Солодуха А.М., Сидоркин А.С., Шевченко А.А. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 7. С. 2046–2049.
[2] Берже П., Помо И., Видаль К. Порядок в хаосе. М.: Мир, 1991. 368 с.

Воронежский государственный университет

Поступило в Редакцию
18 ноября 1993 г.

© Физика твердого тела, том 36, № 4, 1994
Solid State Physics, vol. 36, N 4, 1994

ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ СТенок В ПЛЕНКАХ (Eu, Y, Ca)₃(Fe,Ge)₅O₁₂ С ПОВЫШЕННЫМ ГИРОМАГНИТНЫМ ОТНОШЕНИЕМ

В.В.Рандошкин, А.Ф.Мартынов

Предельная скорость стационарного движения доменных стенок в монокристаллических пленках феррит-гранатов (МПФГ) пропорциональна эффективному значению гиромангнитного отношения γ [1–4]. Для большинства МПФГ $g = 2\gamma/\gamma_0 = 1 \div 2$, где $\gamma_0 = 1.76 \cdot 10^7$, $\text{Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ — гиромангнитное отношение ионов Fe^{3+} , а скорость доменных стенок $v = 5 \div 30$ м/с. Повышенное значение γ реализуется в европий-содержащих МПФГ вблизи точки компенсации момента импульса [1–11].

Результаты по g -фактору для свободных трехвалентных редкоземельных ионов, который можно рассчитать по формуле Ланде

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (1)$$

где J , S и L — квантовые числа, определяемые по правилу Хунда, остаются в первом приближении справедливыми для ионов, находящихся в кристаллической решетке феррит-граната [12,13]. Для ионов с $L = 0$ (Fe^{3+} , Gd^{3+}), как и для свободного электрона, $g = 2$. Особый случай представляет ион Eu^{3+} , g -фактор которого по формуле (1) вычислить нельзя, так как его основное состояние характеризуется $J = 0$ и $L = S$. Однако, несмотря на отсутствие полного механического момента, ион Eu^{3+} является парамагнитным [14,15], поэтому для него $g \gg 2$ [16].

Для ферримагнетика, имеющего в общем случае несколько неэквивалентных магнитных подрешеток i с различными магнитными моментами M_i и гиромангнитными отношениями γ_i , эффективное значение гиромангнитного отношения определяется формулой Уангснесса

$$\gamma = \sum_i M_i / \sum_i (M_i / \gamma_i), \quad (2)$$