

## Хаотические режимы антиферромагнитного резонанса в квазидвумерном легкоосном антиферромагнетике $(\text{NH}_3)_2(\text{CH}_2)_4\text{MnCl}_4$

М. М. Богдан, М. И. Кобец, Е. Н. Хацько

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,  
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47  
E-mail: bogdan@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 23 октября 1998 г.

Экспериментально наблюдаются и анализируются хаотические режимы поглощения СВЧ поля в двумерном металлоорганическом антиферромагнетике  $(\text{NH}_3)_2(\text{CH}_2)_4\text{MnCl}_4$  при низких температурах в условиях нелинейного антиферромагнитного резонанса. Подробно исследованы релаксационные колебания поглощаемой мощности. Получены частотные спектры этих колебаний, определены их частотно-амплитудные характеристики и зависимости поглощаемой мощности от накачки и постоянного магнитного поля. Показано, что в динамике релаксационных колебаний происходит переход к хаосу через «нерегулярные периоды». Последовательно описываются особенности этого перехода, в частности определяются условия возникновения режимов поглощения с шипообразной и пилообразной структурами сигнала, а также рассчитываются характеристики хаотических осцилляций, такие как размерности странных аттракторов. Выяснено, что хаотическая динамика в изученном антиферромагнетике является многомерной с сильным вкладом шума, имеющего детерминистическую природу.

Експериментально спостережуються і аналізуються хаотичні режими поглинання НВЧ поля в двовимірному металоорганічному антиферомагнетіку  $(\text{NH}_3)_2(\text{CH}_2)_4\text{MnCl}_4$  при низьких температурах в умовах нелінійного антиферомагнітного резонансу. Детально досліджено релаксаційні коливання потужності, що поглинається. Знайдено частотні спектри цих коливань, їхні частотно-амплітудні характеристики і залежності цієї потужності від накачування і постійного магнітного поля. Показано, що в динаміці релаксаційних коливань відбувається перехід до хаосу крізь «нерегулярні періоди». Послідовно описуються особливості цього переходу, зокрема визначаються умови виникнення режимів поглинання з шиповидною і пиловидною структурою сигналу, а також розраховуються характеристики хаотичних осциляцій, таких як розмірності дивних аттракторів. З'ясовано, що хаотична динаміка у вивченому антиферомагнетіку є багатовимірною з сильним внеском шуму, який має детерміністичне походження.

PACS: 05.40.+j, 05.45.+b, 75.30.Ds

### Введение

Хаотические резонансные явления в магнетиках стали предметом интенсивных экспериментальных исследований около десяти лет назад [1–19]. Стимулом для проведения таких исследований явился прогресс в математической теории хаоса, предсказывавшей универсальный характер хаотических явлений, независимо от природы изучаемого физического объекта, демонстрирующего нелинейное поведение [20–22].

К магнитным соединениям, обладающим необходимыми свойствами для возникновения нели-

нейных колебаний, относят прежде всего кристаллы, в которых наблюдается крайне слабая релаксация спиновых возбуждений. В настоящее время наиболее популярным объектом изучения является железо-иттриевый гранат (ЖИГ) [1,5,8,9,11–13], имеющий низкий порог параметрического возбуждения спиновых волн уже при комнатной температуре. Поскольку в магнитном отношении ЖИГ ведет себя как ферромагнетик, то, как правило, нелинейные хаотические явления изучались в условиях ферромагнитного резонанса (ФМР), причем как при перпендикулярной, так и при параллельной накачке.

Вообще число изученных нелинейных магнетиков невелико, и основная их часть проявляет нелинейные свойства только при низких температурах (порядка нескольких градусов Кельвина), когда фононы оказываются вымороженными и их взаимодействие с магнонами становится очень слабым.

Важное значение для ослабления релаксационных процессов имеет эффективная размерность кристаллов. В работах [14–18] был исследован класс металлоорганических соединений, представляющих собой в магнитном отношении квазидвумерные ферро- и антиферромагнетики. Было обнаружено, что низкоразмерные магнетики при низких температурах практически пороговым образом переходят в состояние с аномально малой спин-решеточной релаксацией, что ведет к возможности параметрического возбуждения спиновых волн при мощностях СВЧ накачки порядка нескольких милливольт [18]. В частности, оказалось, что к нелинейным ферромагнитным кристаллам, помимо ЖИГ, относятся металлоорганические соединения со структурой подобной кристаллу  $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  [19]. С другой стороны, было установлено, что хаотические колебания в условиях антиферромагнитного резонанса (АФМР) возникают в кристаллах  $\text{CuCl}_2\cdot 2\text{H}_2\text{O}$  [2],  $\text{CsMnF}_3$  [6,10],  $(\text{CH}_2\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  [9].

К настоящему времени круг обнаруженных и подробно изученных нелинейных явлений в ферро- и антиферромагнетиках достаточно широк. К ним относятся спин-волновые неустойчивости (суловские неустойчивости первого и второго порядков [23]), автоколебания поглощаемой СВЧ-мощности [24,25], наблюдение трех известных сценариев перехода к хаосу: через удвоение периода (сценарий Фейгенбаума), квазипериодичность и перемежаемость [20–22].

Наряду с достигнутым пониманием этих нелинейных явлений и определением условий их наблюдения выяснилось, что реальные магнитные кристаллы способны демонстрировать в резонансных экспериментах более сложную картину переходов к хаотическим режимам. В этих случаях ни один из известных сценариев не реализуется в чистом виде [26] либо вообще возникает необходимость говорить о новых механизмах возникновения хаоса [3,5,27].

Еще в работе Хартвика и др. [28] впервые были обнаружены так называемые релаксационные хаотические колебания СВЧ-мощности в ЖИГ, с которыми в последнее десятилетие связывается новый сценарий перехода к хаосу — через нерегулярные периоды [3,8,9,29]. Суть этого яв-

ления состоит в том, что при определенных условиях магнитного резонанса с ростом мощности накачки вместо чисто периодических автоосцилляций возникают нерегулярные хаотические всплески поглощаемой мощности, которые могут иметь форму как шипообразных (spike-like) пиков, так и импульсов с крутым передним и релаксирующим задним фронтом. Теоретические подходы к описанию таких колебаний и механизмов их возникновения были предприняты в работах [9,29, 30], однако систематический анализ временных серий как экспериментальных сигналов, так и результатов численного моделирования релаксационных колебаний стал проводиться лишь сравнительно недавно [31,32].

В настоящей работе экспериментально исследуются режимы хаотического поведения поглощаемой СВЧ-мощности в двумерном легкоосном антиферромагнетике  $(\text{NH}_3)_2(\text{CH}_2)_4\text{MnCl}_4$  в условиях АФМР. Это соединение является типичным представителем семейства слоистых гейзенберговских антиферромагнетиков  $[\text{NH}_3-(\text{CH}_2)_m-\text{NH}_3]\text{MnCl}_4$  ( $2\text{CmMn}$ ), изучавшихся в [14–18]. Структура этих металлоорганических кристаллов образована практически квадратными слоями магнитных ионов в октаэдрическом окружении хлора, между которыми расположены длинные цепи алкиленаммониевых молекул. Малая величина межслоевого обмена, обусловленная большим расстоянием между спинами соседних слоев, приводит к квазидвумерному поведению этих систем. При температуре  $T_N = 42,6$  К [33] соединение  $2\text{C4Mn}$  переходит в антиферромагнитное состояние с осью легкого намагничивания, направленной перпендикулярно плоскостям слоев. Детальные исследования линейного антиферромагнитного резонанса в  $2\text{C4Mn}$  [16] показали, что это соединение имеет четырехподрешеточную неколлинеарную антиферромагнитную структуру со слабым ферромагнитным моментом. Векторы антиферромагнетизма каждого слоя последовательно отклонены от перпендикуляра к плоскости слоя на угол  $\pm 16^\circ$ , так что суммарный вектор направлен перпендикулярно слою, а вектор слабого ферромагнетизма располагается в слое. Оценки показывают, что величина межслоевого взаимодействия ( $26$  Э) крайне мала по сравнению с внутрислоевым обменом ( $2H_e \approx 1360$  кЭ) и с внутрислоевой одноосной анизотропией ( $H_a \approx 0,8$  кЭ), и  $2\text{C4Mn}$  можно считать практически двумерным антиферромагнетиком.

При низких температурах (порядка нескольких градусов Кельвина) в родственном соединении  $(\text{NH}_3\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{MnCl}_4$  ( $1\text{C2Mn}$ ) был обнаружен

ряд интересных нелинейных явлений в поведении поглощаемой мощности СВЧ поля, в частности возникновение периодических автоколебаний и хаоса [18]. В настоящей работе проведено систематическое исследование хаотических режимов антиферромагнитного резонанса в кристалле  $2\text{С4Мп}$ . При мощностях накачки, не превышающих 5 мВт, и температуре ниже 2,18 К наблюдалось нелинейное поглощение СВЧ поля и появление релаксационных колебаний с характерными (крайне низкими) средними частотами порядка нескольких герц. Эти колебания записаны и изучены как временные серии данных с помощью аналого-цифрового устройства и компьютерных программ, благодаря чему оказалось возможным детальное описание сценария перехода к хаосу через нерегулярные периоды. В результате были проанализированы качественные изменения поведения временных серий поглощаемой мощности в зависимости от изменения параметров постоянного и переменного магнитных полей, проведен фурье-анализ и найдены спектры колебаний, изучена структура странных аттракторов хаотических режимов, рассчитаны величины, характеризующие хаотическую динамику: зависимости частот автоколебаний от мощности накачки (в частности, определен порог удвоения их периода) и размерности хаотических аттракторов, обсуждены происхождение и роль шума в релаксационных колебаниях, а также возможная теоретическая модель для описания релаксационных колебаний в двумерных антиферромагнетиках.

### Методика эксперимента

Монокристаллы  $(\text{NH}_3)_2(\text{CH}_2)_4\text{MnCl}_4$  выращивали при комнатной температуре из насыщенного водного раствора в виде тонких прямоугольных пластинок с хорошо выраженными боковыми гранями и с типичными размерами  $5 \times 5 \times 0,3$  мм. Соединение  $(\text{NH}_3)_2(\text{CH}_2)_4\text{MnCl}_4$  характеризуется моноклинной симметрией кристаллической решетки с пространственной группой  $P21/b$  [34]. Органические цепочки  $\text{NH}_3(\text{CH}_2)_4\text{NH}_3$  разделяют двумерные, почти квадратные слои октаэдров  $\text{Mn-Cl}_6$ . Параметры элементарной ячейки:  $a = 10,77 \text{ \AA}$ ,  $b = 7,177 \text{ \AA}$ ,  $c = 7,307 \text{ \AA}$ . Эксперимент проводился на отражательном спектрометре при частоте накачки 70,39 ГГц и температуре ниже 2,18 К. Использовался цилиндрический резонатор с добротностью  $Q \sim 10^3$ . Образец помещался в область резонатора с преобладающей параллельной поляризацией внешнего постоянного и высокочастотного полей  $H \parallel h$ .

Обычно при исследовании резонанса поле прикладывается вдоль легкой оси кристалла. При такой ориентации расщепление ветвей АФМР следует закону

$$\omega_{\pm} = \gamma \left\{ \sqrt{(2H_E + H_A H_A) \pm H} \right\}. \quad (1)$$

Тогда для указанной выше частоты резонансные условия выполняются для нижней частотной ветви  $\omega_-$ , что и наблюдалось в нашем эксперименте. Максимальная мощность источника составляла 5 мВт. Внешнее магнитное поле сканировалось по контуру линии АФМР, мощность накачки варьировалась в пределах от 0 до -20 дБ. Ориентация магнитного поля относительно направления оси анизотропии и равновесных направлений векторов антиферромагнетизма в соседних плоскостях также изменялась. Было установлено, что наиболее мощное поглощение соответствует симметричному случаю направления поля вдоль кристаллографической оси  $b$ .

При всех измерениях наблюдалась низкочастотная модуляция электромагнитного поля с частотой 50 Гц. В эксперименте она должна была служить просто источником реперной частоты. Как выяснилось в дальнейшем, эти колебания участвовали во всех нелинейных процессах, и появление их высших гармоник рассматривалось как естественный критерий возникновения нелинейности в резонансных явлениях. Отраженный сигнал после детектирования при помощи аналого-цифрового устройства PC ADDA-14 с 14-битным разрешением преобразовывался в компьютерный файл данных. Эти временные серии в дальнейшем изучались с использованием стандартного и оригинального пакетов программ, созданных для количественного анализа хаотических явлений.

### Основные результаты и обсуждение

Типичный вид резонансных кривых для антиферромагнетика  $2\text{С4Мп}$  при температуре  $T = 1,8 \text{ К}$  представлен на рис. 1. При малой (менее -15 дБ) мощности СВЧ поля наблюдается характерная картина линейного АФМР — две линии от двух центров (соседних плоскостей). В зависимости от ориентации постоянного магнитного поля расстояние между максимумами резонансной кривой может изменяться, и при его направлении вдоль кристаллографической оси  $b$  линии могут быть совмещены. При мощности более -15 дБ в области внешних магнитных полей вблизи вершины высокополевой линии как выше, так и ниже резонансного поля  $H = 9,34 \text{ кЭ}$  (эта область на верх-

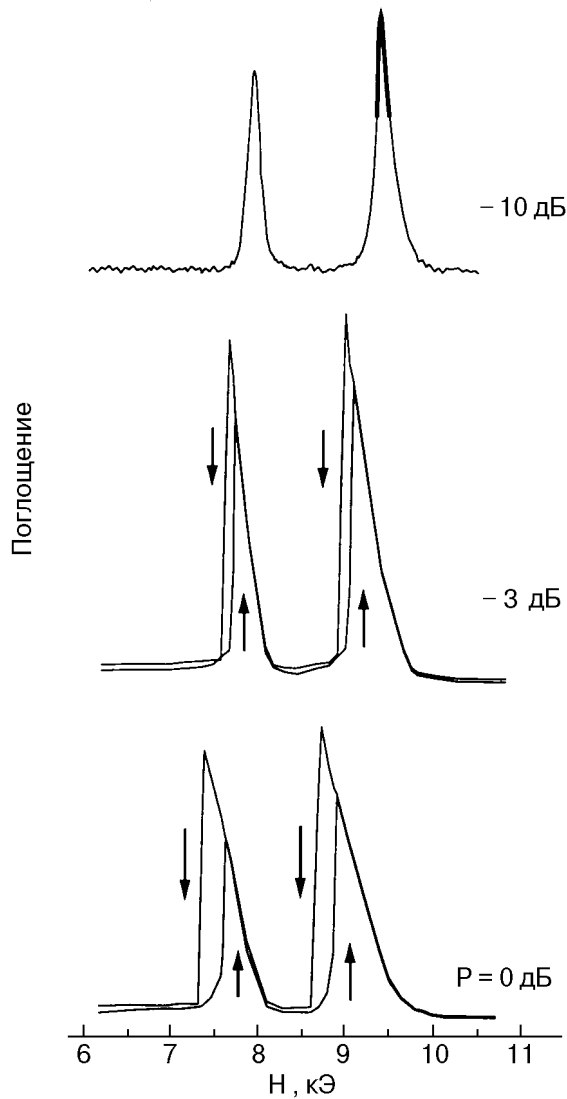


Рис. 1. Амплитудно-полевые зависимости нелинейного антиферромагнитного резонанса для кристалла 2С4Мп при различных мощностях накачки. На верхней кривой в окрестности высокополевого максимума жирной линией показана область существования релаксационных колебаний. При мощности больше  $-5$  дБ наблюдается гистерезис по постоянному магнитному полю, величина которого растет с увеличением мощности накачки.

ней кривой рис. 1 обозначена жирной линией) возникают релаксационные автоколебания. Их амплитуда растет с увеличением мощности до тех пор, пока они не становятся хаотическими. Далее мы подробно остановимся на этом режиме, а сейчас хотим обратить внимание на еще один эффект, обусловленный нестабильностью резонанса при высоких уровнях накачки. При увеличении мощности накачки свыше  $-5$  дБ (см. две нижние кривые на рис. 1) наблюдается скачок и срыв обеих резонансных линий с существенным гистерезисом по постоянному магнитному полю соот-

ветственно при движении в сторону больших и малых полей.

Это явление хорошо известно в теории нелинейного резонанса и обусловлено зависимостью частоты нелинейных колебаний от их амплитуды. В магнетиках оно сводится к тому, что при поле накачки  $h$ , превышающем критическую величину, резонансная кривая должна становиться несимметричной и неоднозначной, т. е. ее вершина должна наклоняться в сторону меньших или больших полей в зависимости от характера взаимодействия магнов. В реальном эксперименте при изменении статического магнитного поля наблюдается нестабильность и происходит срыв или скачок резонансной линии. В дисках монокристаллов железо-иттриевого граната это явление обнаружил Вейсс [35].

Как следует из рис. 1, при увеличении поля скачок наблюдается в больших полях, а при спадании поля срыв происходит в меньших полях. С ростом мощности величина гистерезиса растет, а крутизна линий падает (масштаб условных единиц для поглощаемой мощности на рис. 1 для всех трех резонансных кривых различен: он уменьшается с ростом амплитуды накачки).

Как отмечалось, осцилляции поглощаемой мощности на участке резонансной кривой вблизи  $9,34$  кЭ возникают уже при очень низких мощностях накачки порядка  $-15$  дБ. Критерием перехода к нелинейному режиму служит возникновение пика второй гармоники реперных колебаний с частотой  $100$  Гц. В точке максимума резонансной кривой этот пик превосходит шумовой фон при мощности  $P > -15$  дБ, и в это же время возникают первые шипообразные пики поглощаемой мощности.

Для случая резонансной кривой с разведенными максимумами с ростом мощности накачки релаксационные колебания возникают и вблизи второго максимума. По мере сближения максимумов взаимное влияние центров усиливается, что существенно отражается на форме колебаний поглощаемой мощности. В случае слегка разведенных максимумов при значении поля  $H_m = 8,37$  кЭ, соответствующего локальному минимуму в центре резонансной кривой, релаксационные колебания уже при очень малой мощности накачки приобретают нерегулярный характер. С ростом мощности они становятся все более хаотическими. Типичная для всей серии этих измерений временная зависимость сигнала и его спектр при максимальном значении мощности показаны на рис. 2, а.

Чтобы понять, является ли такая зависимость следствием влияния аддитивного или динамичес-

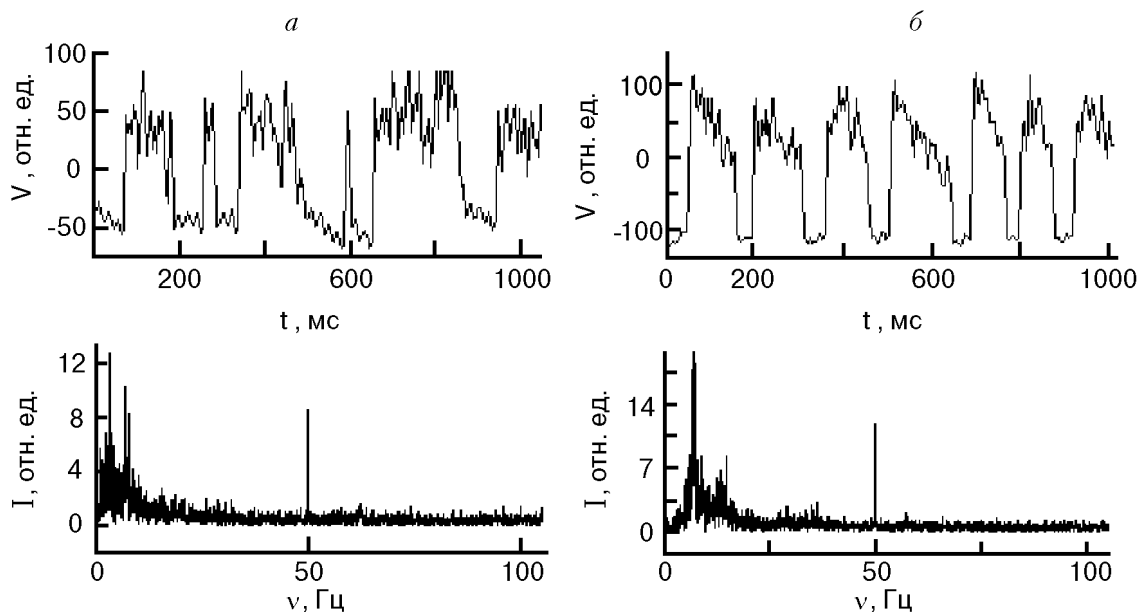


Рис. 2. Хаотические колебания поглощаемой мощности и их частотный спектр при мощности накачки 5 мВт для случая резонансной кривой со слабо разведенными максимумами при полях  $H_m = 8,37$  (а) и  $8,4$  (б) кЭ.

кого шума, стохастического процесса или картиной детерминированного хаоса, мы изменяли в эксперименте ориентацию магнитного поля и его величину. При этом обнаружили, что вариации сильно сказываются на характере колебаний.

Выяснилось, что при минимальном отклонении величины магнитного поля от экстремального  $H_m$  колебания становятся менее хаотическими. В качестве примера на рис. 2,б представлены временное поведение и спектр осцилляций при  $H = 8,4$  кЭ и максимальной мощности накачки.

Оказалось также, что степень хаотизации сигнала существенно уменьшается, а его форма качественно меняется при направлении магнитного поля вдоль кристаллографической оси  $b$ , когда линии резонансов от двух центров совмещены. В

этом случае характерная картина возникновения и трансформации релаксационных колебаний при варьировании мощности накачки выглядит так, как показано на рис. 3 при  $H = 8,4$  кЭ (малом отклонении поля от резонансного значения) и мощности  $P$ , изменяющейся в пределах от  $-10$  до  $0$  дБ. Первые всплески поглощаемой мощности появляются на фоне почти линейных колебаний с частотой  $50$  Гц. При малых амплитудах накачки частота возникновения шипообразных пиков мала, а интервалы между ними достаточно велики и меняются с очевидной периодичностью. При мощности накачки порядка  $-6$  дБ сигнал уже имеет вид периодической структуры шипообразных пиков с малым расстоянием между ними. В дальнейшем частота появления шипообразных импульсов слабо зависит от увеличения амплитуды накачки до значений мощности порядка  $-3$  дБ, после чего быстро убывает и становится практически вдвое меньше. В этой области происходит качественное изменение формы сигнала (т.е. режима хаотических колебаний) от шипообразной к пилообразной. На рис. 4 приведен график зависимости основной частоты этих колебаний от мощности накачки в диапазоне от  $-6$  до  $0$  дБ (●). На рис. 4 отчетливо видно явление удвоения периода релаксационных колебаний. Для построения данной зависимости были проанализированы спектры колебаний при фиксированных уровнях накачки. Следует отметить, что данное удвоение периода не свидетельствует о возникновении субгармоник основной частоты, как это обычно про-

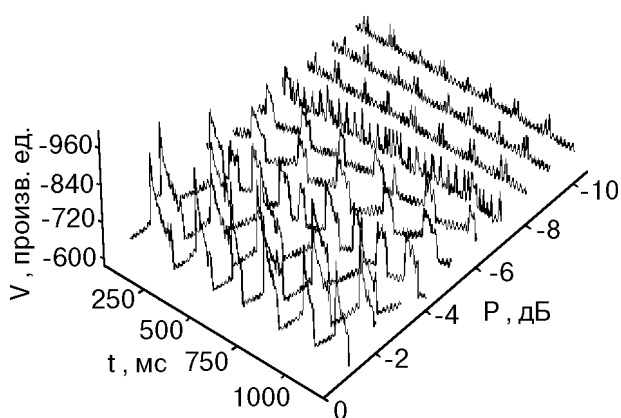


Рис. 3. Эволюция временных зависимостей поглощаемой мощности при изменении уровня СВЧ мощности от  $-10$  до  $0$  дБ при постоянном магнитном поле  $H = 8,4$  кЭ.

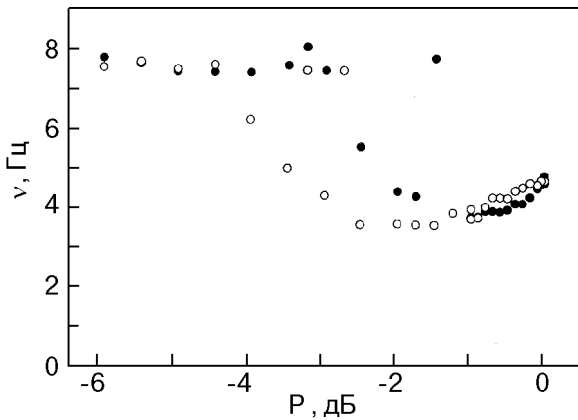


Рис. 4. Частота релаксационных колебаний как функция мощности накачки (● — рост мощности, ○ — ее уменьшение). Пороговый эффект удвоения периода колебаний имеет гистерезисный характер.

исходит в сценарии Фейгенбаума, а соответствует замене одного осцилляционного режима другим, основные частоты которых отличаются в два раза. Мы убедились, что этот эффект сохраняется при других значениях магнитного поля, от которого сами значения частот, безусловно, зависят. Отметим также, что, помимо основных пиков частот и их кратных гармоник, во всех спектрах присутствует сильный вклад шума, дающего «травообразный» сплошной спектр. В дальнейшем мы подробно проанализируем динамическую и спектральную структуру этих колебаний и природу их стохастичности.

При изменении мощности в обратном направлении, т.е. при уменьшении амплитуды накачки (рис. 4, ○), наблюдается гистерезис в частотно-амплитудной зависимости со смещением области удвоения периода в сторону меньших мощностей (пилообразные импульсы существуют до мощности  $-4,5$  дБ). Интересной особенностью обнаруженного переходного процесса является наличие существенно хаотических режимов колебаний вблизи некоторых фиксированных значений мощности, в частности, при увеличении накачки для  $P = -1, -2,25$  и  $-2,75$  дБ.

Естественным оказалось проведение исследований при этих выделенных уровнях накачки, но в достаточно широком интервале внешних магнитных полей вблизи точки резонанса. Мы выбрали уровень накачки равный  $-1$  дБ и изучили изменение формы сигнала поглощаемой мощности и его спектра при варьировании постоянного магнитного поля в пределах нескольких десятков эрстед вблизи резонансного значения  $H_r = 8,37$  кЭ. Направление поля было зафиксировано вдоль кристаллографической оси  $b$ .

Соответствующие результаты представлены на рис. 5. Следует заметить, что релаксационные колебания происходят на фоне большой средней величины поглощаемой мощности, которая должна давать вклад в частотный спектр в виде большого центрального пика с нулевой частотой. Во всех приведенных выше и ниже расчетах спектров это среднее значение было вычтено, поэтому данный огромный вклад в центральный пик отсутствует, что позволяет увидеть детальную структуру спектра самих релаксационных колебаний. Отметим также, что частотные спектры приводятся с целью их большей детализации в виде частотных зависимостей амплитуды фурье-преобразования сигнала, а не как логарифмические спектры мощности.

Второй общей особенностью всех рассматриваемых ниже спектров является наличие осцилляций с частотой  $\nu_0 = 50$  Гц, которые присутствовали как источник реперной частоты, однако в силу нелинейности среды оказались вовлеченными в автоосцилляционный процесс. Об этом свидетельствуют наличие второй гармоники с  $\nu = 100$  Гц и пики, являющиеся алгебраическими суммами частот основных гармоник релаксационных колебаний и реперной частоты.

Вдали от резонансного поля поглощаемая мощность практически постоянна, если не считать крайне малого шумового фона, в котором, однако, в наших измерениях всегда проявлялись (в частотном спектре) колебания с  $\nu_0 = 50$  Гц. С приближением поля к резонансному эти малоамплитудные колебания становятся слабо нелинейными (возникает в спектре вторая гармоника) и одновременно появляются почти периодические шипообразные всплески поглощаемой мощности, которым в частотном спектре соответствуют пики порядка нескольких герц, четко видимые на «травообразном» шумовом фоне.

Типичный пример такого поведения поглощаемой мощности показан на рис. 5,а при  $H = 8,51$  кЭ. Видно, что релаксационные периодические колебания с шипообразной структурой уже полностью сформировались. Малая ангармоническая модуляция амплитуд пиков проявляется в частотном спектре в виде высших гармоник основной частоты. Все остальные максимумы могут быть идентифицированы как алгебраические суммы этих гармоник и частот  $\nu_0$  и  $2\nu_0$ .

Дальнейшее приближение к резонансному полю приводит к быстрому качественному изменению формы максимумов поглощаемой мощности. На рис. 5,б для  $H = 8,47$  кЭ представлен уже результат трансформации шипообразных сигналов

в характерные пилообразные временные серии. Отметим также, кроме увеличения амплитуды колебаний и относительной высоты частотных пиков, появление линейно растущих и убывающих участков на временной зависимости поглощаемой мощности. Замечательно, что такие колебания по своей форме практически неотличимы от классических релаксационных колебаний, хорошо известных в электротехнике.

При последующем уменьшении поля обнаруживается тенденция к образованию периодических прямоугольных импульсов поглощаемой мощности. Сигналы такой формы представлены на рис. 5, в для  $H = 8,44$  кЭ. Заметим, что амплитуда колебаний уже не растет, в то время как периодичность колебаний усилилась, что видно из частотного спектра.

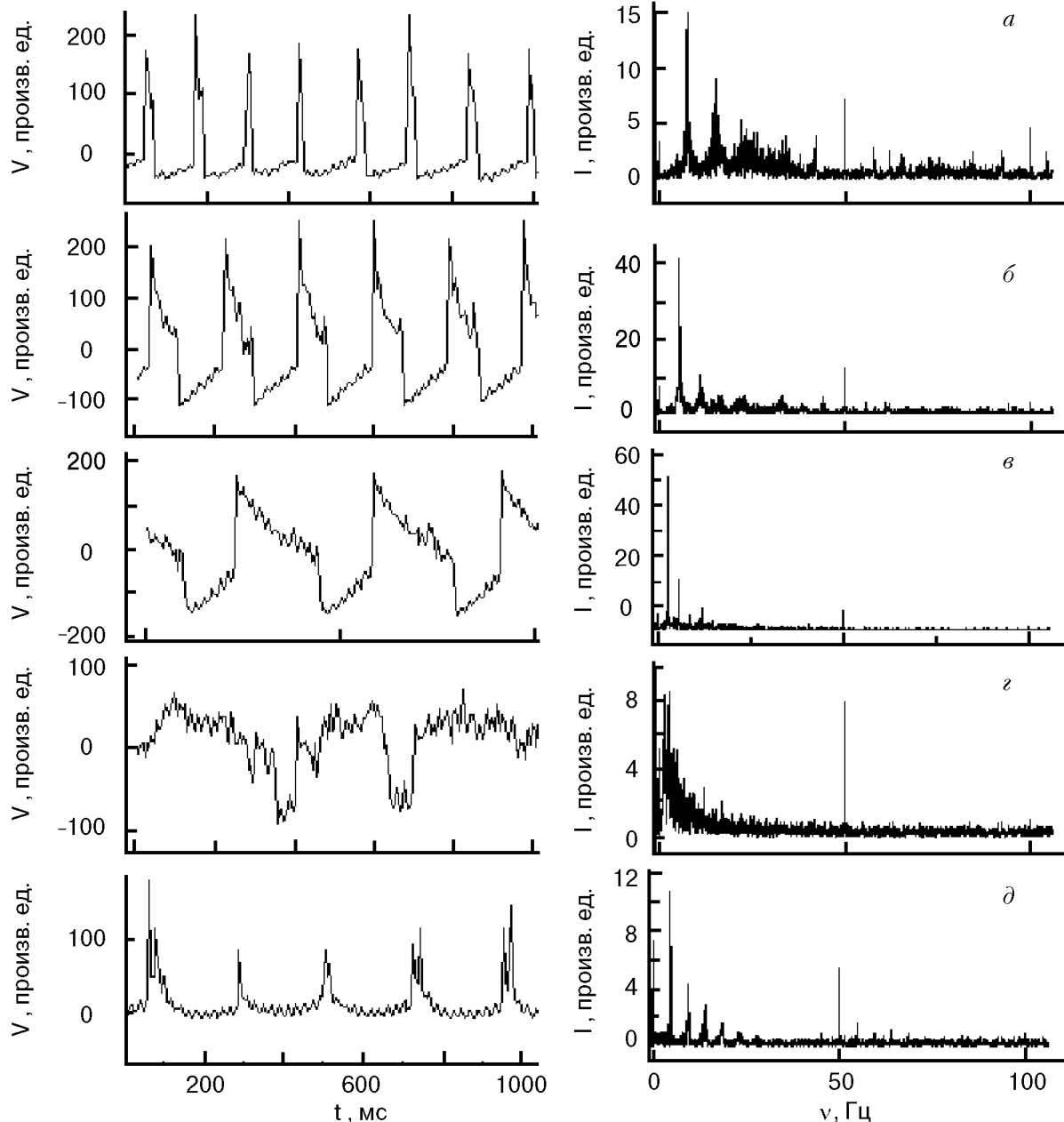


Рис. 5. Временные серии поглощаемой мощности и их спектры при различных значениях постоянного магнитного поля и мощности накачки  $P = -1$  дБ. а)  $H = 8,51$  кЭ, релаксационные колебания с шипообразной структурой и высоким уровнем стохастичности; б)  $H = 8,47$  кЭ, результат трансформации шипообразных сигналов в пилообразные; в)  $H = 8,44$  кЭ, пилообразные релаксационные колебания с линейно растущими и убывающими участками; г)  $H = 8,39$  кЭ, хаотические временные серии с мощным «травообразным» спектром частот; д)  $H = 8,34$  кЭ, почти регулярные ангармонические колебания поглощаемой мощности шипообразной формы. Все спектры содержат пик основной частоты релаксационных колебаний порядка нескольких герц и ее высшие гармоники, а также пик реперной частоты 50 Гц и комбинационные частоты.

Для значений поля очень близких к резонансному релаксационные колебания становятся полностью хаотическими. На рис. 5,г для  $H = 8,39$  кЭ показаны соответствующие временные серии поглощаемой мощности и типичный «травообразный» спектр частот. Видно, что амплитуды колебаний существенно уменьшились по сравнению с изображенными на рис. 5,в и распределение колебаний по частотам стало практически сплошным, с резким уменьшением максимальных пиков до амплитуды пика несущей гармоники 50 Гц.

После прохождения резонансного поля и при его последующем уменьшении релаксационные колебания вновь обретают шипообразную форму. При этом они являются существенно нелинейными. На рис. 5,д при  $H = 8,34$  кЭ приведены временные серии таких ангармонических колебаний поглощаемой мощности и их частотный спектр с четкими пиками кратных гармоник. Особенностью этих осцилляций является то, что основная их частота оказывается почти в два раза меньше, чем частота подобных шипообразных колебаний, показанных на рис. 5,а. В целом частота релаксационных колебаний при уменьшении поля до резонансного значения убывает, а после прохождения максимума резонанса начинает возрастать.

При сканировании по магнитному полю в обратном направлении, т.е. при его увеличении, описанные режимы наблюдаются в обратном порядке, но имеется гистерезис в полном соответствии с картиной, изображенной на рис. 1.

Как отмечалось выше, выбор других значений мощности накачки, в частности максимальной  $P = 0$  дБ, с последующим сканированием по постоянному магнитному полю продемонстрировал хаотические нелинейные колебания, частотная структура которых содержит как высшие гармоники основной частоты, так и субгармоники на фоне мощного сплошного шумового спектра (см. рис. 2,а,б).

Из сравнения временных серий можно также сделать вывод о выраженной температурной зависимости степени стохастичности колебаний. Чем выше температура, тем выше уровень шумов в спектрах колебаний и степень их нерегулярности, и наоборот. С понижением температуры удалось обнаружить релаксационные колебания в форме практически прямоугольных импульсов (такой режим был реализован при  $P = 5$  мВт,  $H = 8,3$  кЭ и  $T = 1,7$  К).

Другой интересной особенностью представляется наблюдение режима резкого и практически полного исчезновения автоосцилляций при одно-

временном удвоении периода нелинейных реперных колебаний и возникновении их субгармоники с частотой 25 Гц. Последнее явление можно пытаться объяснить с позиций теории управления хаосом и возникновения высших (кратных) резонансов. Однако в настоящей работе мы не будем касаться этого вопроса и остановимся на анализе структуры хаотических аттракторов релаксационных колебаний.

### Анализ экспериментальных результатов

Схема нелинейного анализа экспериментальных временных серий интенсивно разрабатывалась в последнее десятилетие, к настоящему времени она подробно изложена в ряде обзоров и монографий [19,36–38]. Мы будем следовать этой схеме, которая включает нахождение линейной автокорреляционной функции для временных серий, определение так называемого «времени задержки» (time delay) и построение фазовых портретов аттракторов в соответствующих координатах «времени задержки», построение последовательностей межпиковых интервалов и их анализ, расчет корреляционной размерности аттракторов, определение вклада шума во временные серии сигнала, установление причин его возникновения и возможностей уменьшения его влияния, а также обсуждение теоретических моделей наблюдаемых хаотических колебаний.

Временная серия является дискретным набором значений физической величины (в нашем случае поглощаемой мощности  $V(t_n)$ ), измеренной через равные промежутки времени. Традиционной характеристикой временных серий сигналов является линейная автокорреляционная функция [37]

$$C_L(\tau) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{m=1}^N [s(m + \tau) - \bar{s}] [s(m) - \bar{s}]}{\frac{1}{N} \sum_{m=1}^N [s(m) - \bar{s}]^2}, \quad (2)$$

где среднее значение сигнала  $s(m)$  определяется

$$\bar{s} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N s(m).$$

Поскольку при анализе спектров прежде всего вычитаем из исходных серий их среднее значение, то для модифицированных серий  $\bar{s} = 0$ . Мы рассчитали автокорреляционную функцию для временных зависимостей, представленных на рис. 3. Как функция  $\tau$  она ведет себя качественно одинаково при всех значениях мощности: это ос-



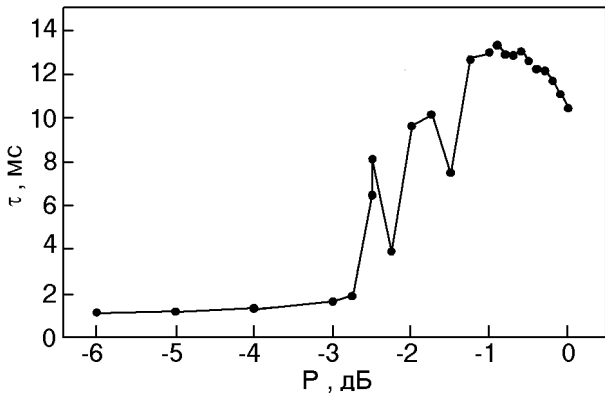


Рис. 6. Зависимость «времени задержки»  $\tau$  от мощности накачки  $P$ . Единицей измерения  $\tau$  выбран основной период временных серий  $\Delta t = 4,9$  мс.

циллирующая функция с медленно убывающей амплитудой. Период этих осцилляций совпадает с основным периодом колебаний измеренного сигнала. При анализе нелинейных сигналов автокорреляционная функция оказывается также полезной для оценки так называемого «времени задержки». Оно выбирается [19,37] равным значению  $\tau$ , при котором автокорреляционная функция впервые обращается в нуль. В наших измерениях это время задержки приблизительно равно одной четверти основного периода наблюдаемых колебаний.

На рис. 6 приведена зависимость времени  $\tau$  от мощности накачки  $P$ . (Единицей измерения  $\tau$  выбран основной интервал наших временных серий  $\Delta t = 4,9$  мс.) Видна явная корреляция с зависимостью частоты колебаний от мощности накачки, показанной на рис. 4, что подтверждает существование порогового перехода изменения режимов хаотических колебаний. Отметим, что период корреляционной функции при малых мощностях соответствует колебаниям с частотой 50 Гц, а при максимальной мощности — основному периоду пилообразных колебаний.

Найденное значение  $\tau$  можно теперь использовать для построения фазовых портретов нелинейных колебаний. Для этого произведем сдвиг во временной серии на величину  $\tau$  и построим зависимость  $V(t_n + \tau)$  от  $V(t_n)$ . Эти функции и являются координатами «времени задержки». Для временной серии, соответствующей максимальной мощности на рис. 3, фазовый портрет представлен на рис. 7,а ( $\tau$  выбрано равным 49 мс, среднее значение поглощаемой мощности вычтено из данных серии). Видно, что в целом процесс является периодическим и имеет несколько стадий со своими характерными временами. Чтобы получить более детальное представление о структуре аттрактора, мы построили одномерное отображение по

последовательности минимальных значений сечения Пуанкаре данного аттрактора. Эти значения определялись как отрицательные значения  $V(t_m + \tau)$ , взятые в моменты времени  $t_m$ , когда  $V(t_m) = 0$ . Эта зависимость представлена на рис. 7,б и свидетельствует о существовании внутренней структуры аттрактора с очевидно большим вкладом шума.

Детальное рассмотрение временной зависимости  $V(t)$  позволяет сделать вывод о том, что вклад шума не является аддитивным. Действительно, и нерегулярные скачки амплитуды, и периодические осцилляции с частотой 50 Гц отличаются по величине на разных стадиях изменения функции  $V(t)$ . Это свидетельствует о нелинейном усилении и тех, и других и об их участии в хаотическом процессе.

Чтобы количественно описать хаотическое поведение релаксационных колебаний и влияние на них шума, рассмотрим в качестве характеристик

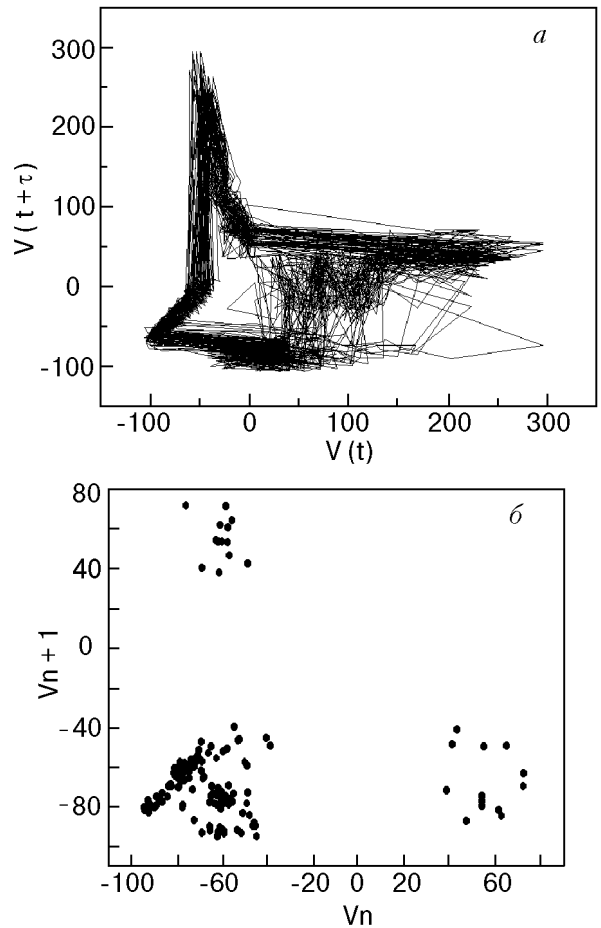


Рис. 7. Динамические характеристики релаксационных колебаний при мощности накачки  $P = 0$  дБ и  $H = 8,4$  кЭ, временная зависимость которых изображена на рис. 3: фазовый портрет в координатах «времени задержки» ( $\tau = 49$  мс) (а); одномерное отображение, построенное по последовательности минимальных значений сечения Пуанкаре фазового портрета, взятых в моменты времени  $t_m$ , когда  $V(t_m) = 0$  (б).

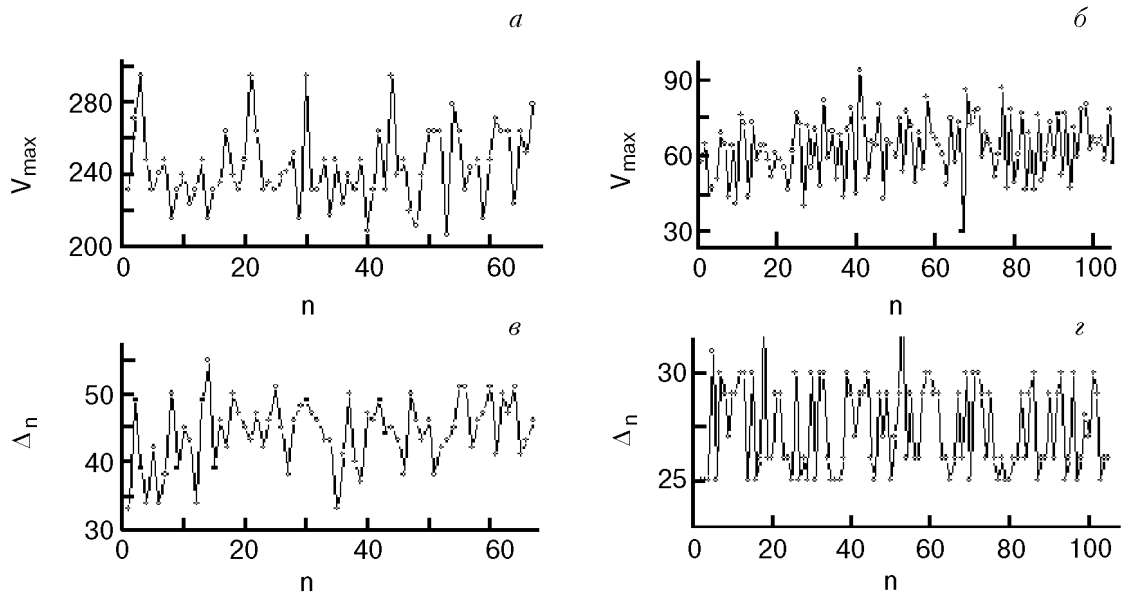


Рис. 8. Максимумы амплитуд и межпиковые интервалы для релаксационных колебаний при мощности накачки  $P = 0$  дБ,  $H = 8,4$  кЭ (см. рис. 3) (а,в) и  $P = -1$  дБ,  $H = 8,51$  кЭ (см. рис. 5,а) (б,г).

этого процесса последовательность интервалов времени между соседними пиками сигнала, а также последовательность максимальных значений амплитуд пиков.

Эти зависимости максимумов амплитуды и межпиковых интервалов для изучаемой серии данных мы приводим в сравнении с соответствующими последовательностями для серии, показанной на рис. 5,а. Видно, что максимумы амплитуды колебаний поглощаемой мощности (рис. 8,а,б) ведут себя полностью хаотически как вблизи резонанса, так и вдали от него. В то же время межпиковые интервалы (рис. 8,в,г) демонстрируют вдали от резонанса (рис. 8,г) явную тенденцию к квазипериодическому режиму, однако в результате действия случайных сил происходит стохастизация колебаний, сопровождающаяся хаотическими скачками периода колебаний между его четырьмя основными значениями.

На вопрос о том, является ли шум стохастическим или динамическим, можно попытаться ответить, рассчитав корреляционную размерность  $D$  исследуемого аттрактора. Эта величина определяется с помощью парной корреляционной функции

$$C_m(r) = \frac{2}{N(N-1)} \sum_{i \neq j}^N \Theta(r - |y_m(j) - y_m(i)|), \quad (3)$$

где  $N$  — число измерений;  $r$  — радиус корреляции;  $y_m(i)$  — вектор в пространстве вложения размерностью  $m$ , координаты которого есть  $\{V(t), V(t_i + \tau), \dots, V(t_i + (m-1)\tau)\}$ ;  $\Theta(r)$  — тета-функция. Такая функция фактически подсчиты-

вает число пар векторов в  $m$ -мерном пространстве, расстояние между которыми меньше заданного  $r$ . При определении расстояния мы предполагали кубическую форму ячеек, на которые разбивается фазовое пространство [39]. Размерность  $D$  является пределом выражения

$$D = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{d \ln C_m(r)}{d \ln r} \quad (4)$$

и обычно вычисляется на интервале  $r$ , где значения корреляционной функции не слишком малы.

Последовательность рассчитанных корреляционных функций для исходной временной серии, соответствующей максимальной мощности на рис. 3, представлена в логарифмическом масштабе на рис. 9, кривые отвечают выбору  $m$  от 1 до 9 (сверху вниз). Численное дифференцирование обнаруживает плоский участок, по которому можно оценить размерность странного аттрактора. Оказывается, что она немногим больше двух ( $2,25 \pm 0,1$ ), однако сильное влияние динамического шума, о котором свидетельствует характерное увеличение крутизны кривых для  $\ln(r) < 2,5$ , не позволяет установить существование точного предела. Эту последнюю величину мы склонны интерпретировать как размерность регулярного аттрактора. С другой стороны, наклон кривых на участке  $1 < \ln(r) < 2,5$  также демонстрирует стремление к пределу, который может быть оценен как  $4,9 \pm 0,1$ . Такое предельное значение можно рассматривать как полную размерность аттрактора, содержащую вклад регулярного аттрактора и детерминистического шума. Слабый

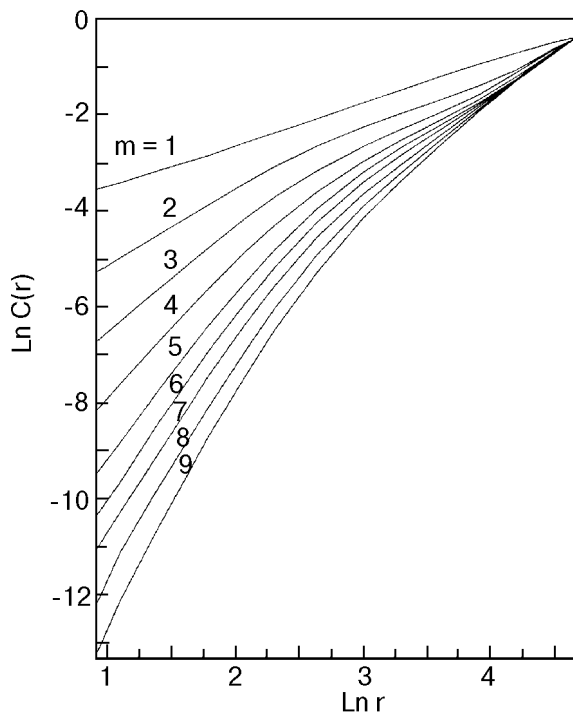


Рис. 9. Зависимости логарифмов корреляционных функций от логарифма расстояния между векторами в пространстве вложения размерностью  $m$ , рассчитанные по исходным целочисленным данным для аттрактора, представленного на рис. 7.

рост размерности для больших значений  $m$  при малых  $r$  связан с вкладом «белого» приборного шума. Это же подтверждает приведенный выше сравнительный анализ функциональных зависимостей временных серий и их спектров. Таким образом, анализ корреляционной размерности приводит к выводу о динамической природе шума в изучаемых релаксационных колебаниях и свидетельствует о многомерной хаотической динамике и, вообще говоря, о многомодовых возбуждениях в исследуемой резонансной системе. Степень ее стохастичности является достаточно высокой, что показывает оценка корреляционной размерности в области малых  $r$ . Отметим, что недавнее исследование параметрического резонанса в близком металлоорганическом антиферромагнетике [31] также подтверждает детерминистическое происхождение шума в этих соединениях.

Существующие теории [3,8,9,29,32] релаксационных колебаний позволяют описать возникновение хаоса с высокой размерностью в рамках многомодовых моделей. Основная идея механизма возникновения релаксационных колебаний может быть продемонстрирована уже в рамках двухмодовой модели, в которой предполагается выполнение условий резонансного возбуждения для одной из мод и отсутствие таковых — для

другой. Два таких связанных нелинейных осциллятора под действием накачки качественно воспроизводят поведение релаксационных колебаний. Количественной теории этого явления для антиферромагнетика сегодня не существует. Однако представляется перспективным теоретическое описание этого явления в приближении двух спинов, моделирующих подрешетки, находящиеся под воздействием резонансной параллельной и перпендикулярной накачки. Поэтому качественно картина хаотических релаксационных колебаний может быть представлена как динамика нелинейного осциллятора в условиях резонанса, но под действием некоторых случайных сил (учет воздействия второго осциллятора). Такая система может иметь по меньшей мере два локально устойчивых состояния, переходы между которыми и способны приводить к возникновению шипообразных и пилообразных временных зависимостей поглощаемой мощности. Отличия и разнообразие существующих хаотических режимов, очевидно, определяются временами нахождения системы в равновесных состояниях и скоростью переходных процессов. Понятно, что такая система может обладать высокой степенью стохастичности, и попытка реализации в ней регулярных аттракторов приведет к режимам сосуществования таких аттракторов и развитого динамического шума. Однако количественная теория таких хаотических колебаний, по-видимому, должна строиться в рамках многомодовой модели, как это следует из численного анализа, проведенного в работе [32].

Для систем с динамическим шумом недавно сформулирована теорема о размерности, в которой в упрощенной формулировке говорится об аддитивности размерности регулярного аттрактора и шума [40]. В этом смысле они могут быть разделены, и вопрос об очистке сигнала от шума, об уменьшении влияния последнего и выделении регулярного сигнала из данных временной серии представляется правомерным.

Существуют эффективные методы уменьшения воздействия шума на полезный сигнал [38]. Они результативны при удалении внешних аддитивных шумов, но их применимость в случае динамического шума должна проверяться в каждом конкретном случае. В простейшем виде алгоритм очистки сигнала состоит в следующем. В выбранном пространстве вложения, размерность которого превосходит сумму предполагаемых размерностей регулярного аттрактора и динамического шума, определяются ближайшие соседи выделенного вектора состояния, и его центральная координата усредняется по значениям таких же координат

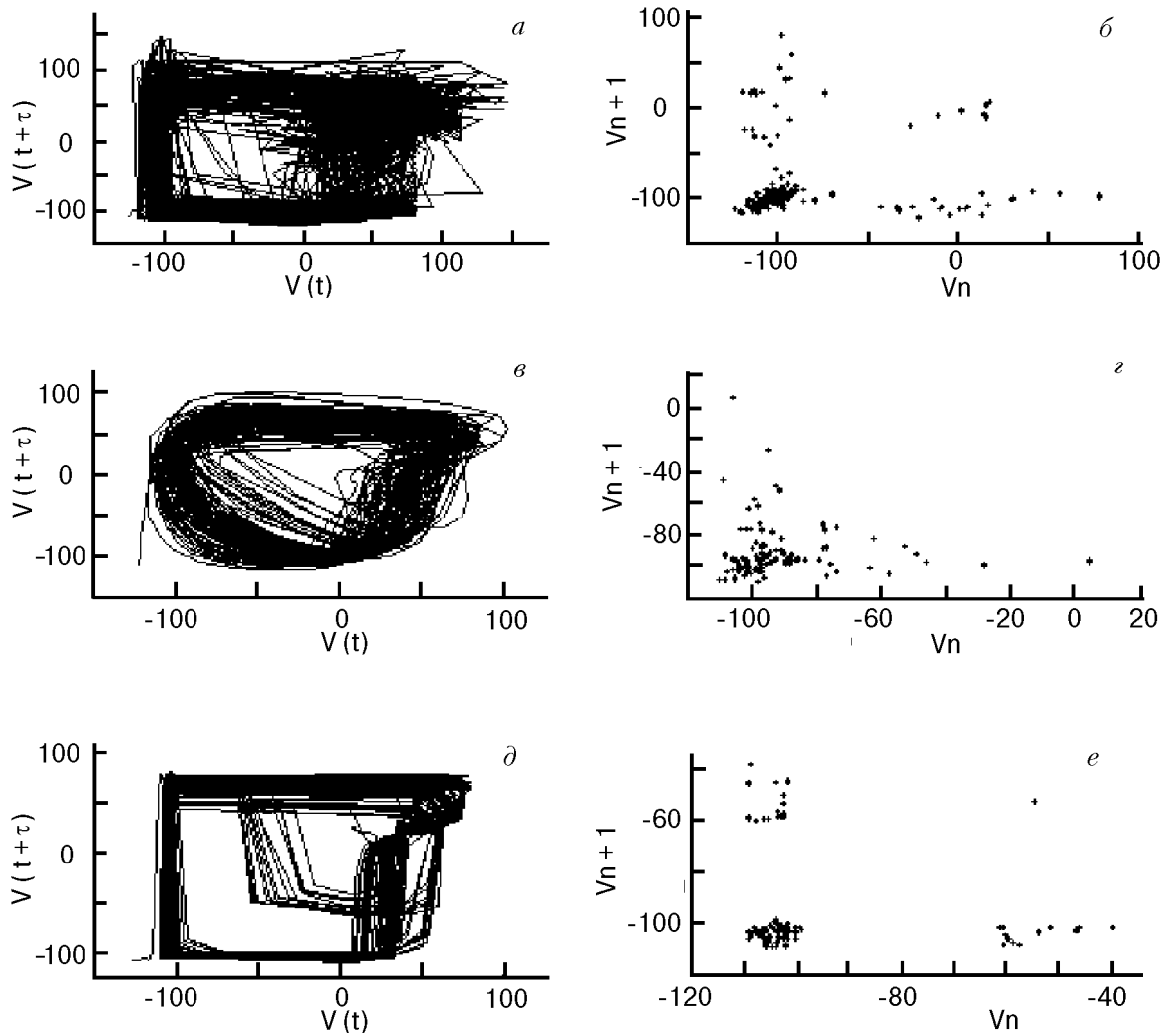


Рис. 10. Фазовые портреты и одномерные отображения для релаксационных колебаний при мощности накачки 5 мВт в поле  $H = 8,4$  кЭ в случае слабо разведенных максимумов резонансной кривой (см. рис. 2,б): для оригинальных данных временной серии (после вычета среднего значения) (а,б); для двукратно усредненных данных по пяти ближайшим соседям (в,г); для данных, «улучшенных» оптимизированным методом уменьшения шума в результате десяти итераций (д,е).

найденных соседей. Полученная последовательность новых данных представляет собой результат одной итерации, которая может быть повторена. Такая схема может быть оптимизирована, как и выбор нужных параметров — радиуса корреляции, размерности и т.д. (см. [38]). Ниже мы использовали данную схему для анализа измеренных нами хаотических временных серий.

С другой стороны, изложенный алгоритм в самом простом виде включает в себя обычный метод усреднения данных по ближайшим и следующим в серии соседям. В этом случае размерность пространства вложения равна единице, а число соседей фиксировано. Легко убедиться, что, несмотря на чрезвычайную простоту, процедура работает как высокочастотный фильтр и не меняет сложного низкочастотного спектра хаоти-

ческих колебаний. Для сравнительного анализа результатов используем и эту процедуру.

В качестве объекта мы выбрали хаотический аттрактор, полученный из временной серии, представленной на рис. 2,б. Результаты анализа показаны на рис. 10 (отметим, что среднее значение вычтено из данных серии). На рис. 10,а,б представлены фазовый портрет на плоскости  $\{V(t), V(t + \tau)\}$ , где  $\tau = 29,5$  мс, и одномерное отображение для данных сечения Пуанкаре (см. выше), а на рис. 10,в,г,д,е показаны зависимости для данных, «исправленных» методом усреднения и оптимизированным методом уменьшения шума, описанными выше (проводилось двукратное усреднение по пяти точкам и десятикратные итерации в оптимизированном методе).

Из рассмотрения рис. 10, *д* и *е* становится более очевидной внутренняя структура регулярного аттрактора. После уменьшения влияния шума его фазовый портрет напоминает многополосный странный аттрактор. Расчет корреляционной размерности позволяет количественно охарактеризовать как регулярный аттрактор, так и остаточный вклад детерминистического шума. Результаты изображены на рис. 11. Отметим, что перед вычислением корреляционных функций для исследуемой временной серии мы первоначально привели все значения к единичному интервалу по формуле  $\tilde{V}(t_n) = (V(t_n) - V_{\min}) / (V_{\max} - V_{\min})$ , где  $V_{\min}$  и  $V_{\max}$  — минимальное и максимальное значения сигнала в серии. Оказалось, что размерность регулярного аттрактора можно оценить как  $2,15 \pm 0,05$ , а полную размерность с вкладом детерминистического шума как  $3,25 \pm 0,05$ . Спектральный анализ этих «улучшенных» данных также свидетельствуют о том, что количественный вклад шумов остался довольно большим и результирующий аттрактор по-прежнему обладает высокой размерностью.

Таким образом, хаотическая динамика в нелинейном антиферромагнитном резонансе в низкоразмерных антиферромагнетиках является многомерной, степень хаотизации колебаний оказывается высокой, шумы имеют детерминистическое проис-

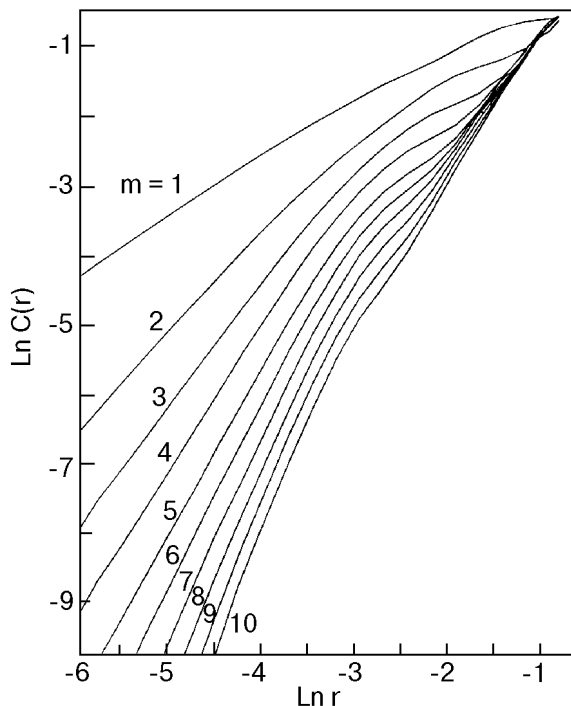


Рис. 11. Зависимости логарифмов корреляционных функций от логарифма расстояния между векторами в пространстве вложения размерностью  $m$ , рассчитанные для данных, «улучшенных» оптимизированным методом (см. рис. 10, *д*, *е*).

хождение и являются определяющим фактором нелинейной динамики этих магнетиков.

В заключение мы сформулируем выводы, следующие из нашего рассмотрения.

1. Экспериментально наблюдались и детально исследованы особенности перехода к хаосу через «нерегулярные периоды» в двумерном металлоорганическом антиферромагнетике с анизотропией типа «легкая ось» в условиях нелинейного антиферромагнитного резонанса.

2. Показано, что релаксационные колебания поглощаемой мощности возникают при очень низких уровнях энергии СВЧ-поля и имеют очень малую частоту основной гармоники (порядка нескольких герц). Кратные гармоники на килогерцевых частотах и выше экспериментально не обнаружены.

3. Релаксационные колебания при низких значениях накачки имеют вид в целом периодической последовательности шипообразных всплесков поглощаемой мощности. Частотный спектр содержит компоненты основной частоты появления всплесков и их кратные гармоники, что демонстрирует нелинейный характер этого процесса.

4. С увеличением амплитуды накачки наблюдается явление удвоения периода во временной зависимости поглощаемой энергии СВЧ поля. Одновременно форма сигнала трансформируется из пикообразной в пилообразную, которая имеет участки с линейно растущим и линейно убывающим поглощением. Анализ частотно-амплитудной зависимости колебаний и их линейной автокорреляционной функции дает количественные характеристики этого перехода.

5. Аналогичное явление наблюдается при фиксированном уровне накачки, но при изменении значения статического магнитного поля вблизи его резонансного значения.

6. С ростом мощности релаксационные колебания становятся хаотическими. Спектр таких колебаний сплошной, «травообразного» вида, однако пики основных гармоник еще остаются различимыми. Фазовый портрет этих осцилляций имеет форму странного аттрактора, подверженного сильному влиянию шума. Стохастизация колебаний, однако, не является результатом воздействия аддитивного приборного шума.

7. Рассчитаны количественные характеристики такого странного аттрактора. Одномерное отображение, соответствующее данному аттрактору, демонстрирует тенденцию к регулярному движению, несмотря на хаотическое временное поведение релаксационных колебаний. Анализ корреляционной размерности свидетельствует о многомерной хаотической динамике и о детерминистической природе шума в изучаемой магнитной системе. Рассмотрена возможность формального разде-

ления регулярного движения и шумового вклада с помощью развиваемых нелинейных методов уменьшения влияния шумов.

8. Кратко обсуждена применимость теоретической модели конечного числа связанных спинов, находящихся под воздействием параметрической и перпендикулярной накачки, для построения количественной теории сценария перехода к хаосу через «нерегулярные периоды», который может рассматриваться как универсальное явление в низкоразмерных ферро- и антиферромагнетиках в условиях нелинейных резонансов.

Мы благодарны С. В. Волоцкому за полезные обсуждения и очень признательны Х. Канцу, Р. Хеггеру и Т. Шрайберу за полезные консультации и помощь при выполнении ряда расчетов.

1. G. Gibson and C. Jeffries, *Phys. Rev.* **A29**, 811 (1984).
2. H. Yamazaki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **53**, 1155, (1984).
3. F. Waldner, R. Badii, D. R. Barberis, G. Broggi, W. Floeder, P. F. Meier, R. Stoop, M. Warden, and H. Yamazaki, *J. Magn. Magn. Materials.* **54–57**, 1135 (1986).
4. H. Yamazaki and M. Warden, *J. Phys. Soc. Jpn.* **55**, 4477 (1986).
5. F. M. de Aguiar and S. M. Rezende, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1070 (1986).
6. А. И. Смирнов, *ЖЭТФ* **90**, 385 (1986).
7. H. Yamazaki, M. Mino, H. Nagashima, and M. Warden, *J. Phys. Soc. Jpn.* **56**, 742 (1987).
8. P. Bryant, C. Jeffries, and K. Nakamura, *Phys. Rev.* **A38**, 4223 (1988).
9. M. Warden and F. Waldner, *J. Appl. Phys.* **64**, 5386 (1988).
10. А. И. Смирнов, *ЖЭТФ* **94**, 185 (1988).
11. T. L. Carrol, L. M. Pecora, and F. J. Rachford, *J. Appl. Phys.* **64**, 5396 (1988).
12. H. Benner, F. Rodelsperger, H. Seitz, and G. Wiese, *J. Physique* **C8**, 1603 (1988).
13. P. E. Wigen, H. Doetsch, Y. Ming, I. Baselgia, and F. Waldner, *J. Appl. Phys.* **63**, 4157 (1988).
14. А. А. Степанов, М. И. Кобец, А. И. Звягин, *ФНТ* **9**, 764 (1983).
15. А. И. Звягин, М. И. Кобец, В. Н. Криворучко, А. А. Степанов, Д. А. Яблонский, *ЖЭТФ* **89**, 2298 (1985).
16. А. А. Степанов, В. А. Пащенко, М. И. Кобец, *ФНТ* **14**, 550 (1988).
17. А. А. Степанов, В. А. Пащенко, М. И. Кобец, *ФНТ* **14**, 1212 (1988).
18. А. А. Степанов, А. И. Звягин, С. В. Волоцкий, М. И. Кобец, В. А. Пащенко, *ФНТ* **15**, 100 (1989).
19. H. Yamazaki and M. Mino, *Prog. Theor. Phys., Suppl.* **N 98**, 400 (1989).
20. J. -P. Eckmann, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 643 (1981).
21. М. Фейгенбаум, *УФН* **141**, 343 (1983).
22. J. -P. Eckmann and D. Ruelle, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 617 (1985).
23. В. Е. Захаров, В. С. Львов, С. С. Старобинец, *УФН* **114**, 609 (1974).
24. В. В. Зауткин, В. С. Львов, С. С. Старобинец, *ЖЭТФ* **63**, 182 (1973).
25. В. В. Зауткин, В. С. Львов, С. С. Старобинец, *ФТТ* **16**, 446 (1974).
26. H. Benner, F. Rodelsperger, and G. Wiese, in: *Nonlinear Dynamics in Solids*. H. Thomas (ed.), Berlin, Heidelberg, Springer (1992), p. 129.
27. F. M. de Aguiar, A. Azevedo, and S. M. Rezende, *Phys. Rev.* **B39**, 9448 (1989).
28. T. S. Hartwick, E. R. Peressini, and M. T. Weiss, *J. Appl. Phys., Suppl. to* **32**, 223S (1961).
29. F. Waldner, D. R. Barberis, and H. Yamazaki, *Phys. Rev.* **A31**, 420 (1985).
30. F. Waldner, *J. Phys.* **C21**, 1243 (1988).
31. M. Warden, *Phys. Rev.* **E48**, R639 (1993).
32. H. R. Moser, P. F. Meier, and F. Waldner, *Phys. Rev.* **B47**, 217 (1993).
33. H. Arend, K. Tichy, K. Baberschke, and F. Rys, *Solid State Commun.* **18**, 999 (1976).
34. K. Tichy, J. Benes, R. Kind, and H. Arend, *Acta Cryst.* **B36**, 1355 (1980).
35. M. T. Weiss, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 239 (1958).
36. N. Gershenfeld, in: *Directions in Chaos*, Hao Bai-lin (ed.), Singapore, World Scientific (1988), Vol. 2, P. 310.
37. H. D. I. Abarbanel, R. Brown, J. J. Sidorowich, and L. Sh. Tsimring, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 1331 (1993).
38. H. Kantz and Th. Schreiber, *Nonlinear Time Series Analysis*. Cambridge, Cambridge University Press, United Kingdom (1997).
39. И. С. Арансон, А. М. Рейман, В. Г. Шехов, в кн.: *Нелинейные волны. Динамика и эволюция*. А. В. Гапонов-Грехов, М. И. Рабинович (ред.), Наука, Москва (1989).
40. M. R. Muldoon, D. S. Broomhead, J. P. Huke, and R. Hegger, *Dynamics and Stability of Systems* **13**, 175 (1998).

### Chaotic regimes of antiferromagnetic resonance in quasi-two-dimensional easy-axis antiferromagnet $(\text{NH}_3)_2(\text{CH}_2)_4\text{MnCl}_4$

M. M. Bogdan, M. J. Kobets, and S. N. Khatsko

Chaotic regimes of microwave energy absorption in the two-dimensional metallogranic antiferromagnet  $(\text{NH}_3)_2(\text{CH}_2)_4\text{MnCl}_4$  are experimentally observed and analyzed at low temperature under nonlinear antiferromagnetic resonance. The relaxation oscillations of energy absorption are investigated in detail. Their frequency spectra, the frequency-power dependences, and the energy absorption as a function of driving power and static magnetic field are found. It is shown that the dynamics of relaxation oscillations undergoes a transition to chaos, according to the scenario through «irregular periods». The peculiarities of the transition are consistently described, in particular, the conditions for an occurring of the energy absorption regimes with spike and saw-like signal structures are determined, and the characteristics of the chaotic oscillations such as the dimension of strange attractors are calculated. The chaotic dynamics appears to be high-dimensional with a strong contribution of noise which is of deterministic origin in the antiferromagnet studied.