

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.10.9>

УДК: 537.874; 537.624

НЕЛИНЕЙНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ГИПЕРЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ В УСЛОВИЯХ КОМБИНИРОВАННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ДВУХ ЧАСТОТАХ.

ЧАСТЬ 2. ВАРИАЦИЯ ПОСТОЯННОГО ПОЛЯ

В. С. Власов¹, Д. А. Плешев¹, В. Г. Шавров², В. И. Щеглов²

¹ Сыктывкарский государственный университет им. П. Сорокина, 167001, Сыктывкар,
Октябрьский пр-т, 55

² Институт радиотехники и электроники им В.А.Котельникова РАН, 125009, Москва,
ул. Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 1 июня 2021 г.

Аннотация. Рассмотрена задача о нелинейном возбуждении гиперзвуковых колебаний в ферритовой пластине в условиях комбинированного воздействия на двух частотах. Толщина пластины выбрана таким образом, чтобы частота ее упругого резонанса соответствовала разности частот двух компонент переменного поля. Главное внимание уделено свойствам возбуждаемых упругих колебаний при изменении величины постоянного поля. Записана нелинейная система уравнений движения намагниченности и упругого смещения, для решения которой применен численный метод Рунге-Кутты. Результатом решения являются развертки колебаний по времени, зависимости амплитуды магнитных и упругих колебаний от поля, а также спектры колебаний в стационарных условиях после окончания процессов релаксации. Рассмотрено влияние величины постоянного магнитного поля на характер колебаний. Выполнено сравнение амплитудно-полевых характеристик магнитных и упругих колебаний в линейном и нелинейном режимах при толщинах пластины, соответствующих резонансу на центральной и разностной частотах. Показано, что при толщине, соответствующей резонансу на разностной частоте, характеристика имеет сильно изрезанную огибающую. Отмечено сильное разнообразие зависимостей

характера упругих колебаний от поля. В условиях стабилизации, то есть после окончания релаксационных процессов установления, выявлены пять наиболее характерных режимов колебаний: режим №1 – малоамплитудный хаос; режим №2 – регулярные колебания; режим №3 – несимметричное удвоение периода; режим №4 – симметричное удвоение периода; режим №5 – нерегулярные биения. Для каждого из режимов получены развертки колебаний по времени и приведены соответствующие частотные спектры. Рассмотрено расположение режимов по величине постоянного поля при различных уровнях возбуждения. Отмечено, что область высокоамплитудных режимов (№2–№5) ограничена с обеих сторон областями малоамплитудного режима №1. Установлено, что внутри области существования высокоамплитудных режимов наиболее распространенным является обобщенный режим с удвоением периода, как сумма режимов №3 и №4, занимающий около 79%. Следующим по распространенности является режим №5 – нерегулярных биений, на долю которого приходится 13% области. Самым редким является режим №2 – регулярных колебаний, составляющий всего 8% от общего интервала. Отмечена крайне высокая критичность изрезанности зависимости амплитуды упругих колебаний от постоянного поля. Установлено, что структура амплитудно-полевой характеристики весьма критична к уровню возбуждения и толщине пластины, причем степень критичности достигает долей процента. Из сравнения расположения по полю магнитных и упругих характеристик установлено, что упругие характеристики в целом по полю сдвинуты вниз относительно магнитных. При этом низкополевой спад упругих характеристик приходится на такой же спад магнитных характеристик, а высокополевой спад упругих характеристик располагается несколько ниже значения поля, соответствующего ферромагнитному резонансу на центральной частоте. Установлено, что причиной смещения в этом случае является упругий резонанс пластины на разностной частоте. Построена карта режимов на плоскости «переменное поле – постоянное поле» в широком интервале изменения обеих переменных. Установлено, что по постоянному полю высокоамплитудные режимы на карте

занимают «криволинейную трапецию», ось которой лежит вдоль координаты «переменное поле», а поперечная ширина вдоль координаты «постоянное поле» по мере увеличения переменного поля увеличивается. Установлено, что по обе стороны по постоянному полю от этой «трапеции» возбуждается низкоамплитудный режим №1 – «малоамплитудный хаос». Сердцевину трапеции составляет полоса, вытянутая вдоль координаты «переменное поле», занимаемая режимом №5 – «нерегулярными биениями». По обе стороны от этой полосы вплоть до границ «трапеции» возбуждаются режимы №3 и №4 – «удвоения периода». Рассмотрены причины и необходимые условия хаотического характера упругих колебаний. Установлено, что необходимым условием хаоса является возбуждение именно на двух частотах. Установлено, что сильно изрезанный скачкообразный характер зависимости амплитуды упругих колебаний от постоянного поля, имеет в качестве главной первопричины хаотический характер именно магнитных колебаний. Рассмотрен характер скачков зависимости амплитуды упругих колебаний от постоянного поля. Показано, что при двухчастотном возбуждении уменьшение шага приводит к сильному увеличению изрезанности характеристик. Отмечено, что такое поведение полевых зависимостей амплитуды тех и других колебаний говорит об их фрактальном характере. Приведены некоторые замечания относительно природы скачков. Отмечено, что скачки обусловлены нестационарным характером именно магнитных колебаний, проявляются только при двухчастотном возбуждении на достаточно высоком уровне и имеют фрактальный характер. В качестве аналогии отмечено, что линия (огибающая) скачков полевой зависимости упругих колебаний на плоскости «амплитуда – поле» подобна хаотической траектории развертки по времени на плоскости «амплитуда – время» для различных осцилляторов, проявляющих хаотические колебания. Отмечено, что подобное поведение траекторий на плоскости «координата – потенциал» имеет место тогда, когда потенциал имеет динамический характер. Высказано предположение, что в рассматриваемой здесь задаче о двухчастотном возбуждении магнитострикционного

преобразователя можно выделить функцию, играющую роль динамического потенциала.

Ключевые слова: магнитострикционный преобразователь, нелинейные колебания, магнитоупругий резонанс.

Abstract. The task about nonlinear excitation of hypersound vibrations in ferrite plate in conditions of combine influence in two frequencies is investigated. The thickness of plate is chosen so as the frequency of its elastic resonance was equal to difference of two components of alternating field. The most attention is given to properties of excited elastic vibrations by changing the value of applied constant field. The system of nonlinear motion equations of magnetization and elastic displacement is described. For solving of this system, the numerical method Runge-Cutta is applied. The results of this calculation are the time-evolvent of vibrations, dependencies magnetic end elastic vibrations amplitudes and also the spectra of vibrations in permanent conditions after end of relaxation processes. The influence of constant field value on character of vibrations is investigated. The comparison of amplitude-frequency characteristics of magnetic and elastic vibrations in linear and nonlinear regimes by the thickness of plate correspond to resonance on central and different frequencies is carried out. It is shown that by thickness which correspond to resonance on different frequency the characteristic has large indented skirting. It is found the large variety of dependencies of elastic vibrations character from field. In condition of stabilization so as after the completion of relaxation establishment processes it is found five more character regimes of vibrations: regime №1 – small-amplitude chaos; regime №2 – regular vibrations; regime №3 – non-symmetrical doubling of period; regime №4 – symmetrical doubling of period; regime №5 – irregular beating. For each of regimes the evolution of vibrations along time are obtained and the corresponding frequency spectra are found. The localization of regimes along the value of constant field by difference excitation level is investigated. It is found that the region of large-amplitude regimes (№2–№5) is limited in both sides by regions of small-amplitude regime №1. It is found that inside of region where large-amplitude regimes take place the most extended regime is generalized regime with doubling of period which is the sum of

regimes №3 and №4 which occupies about 79%. The next on prevalence it the regime №5 – irregular beating which occupies 13% of whole region. The most exceptional is the regime №2 – regular vibrations which occupies only 8% from whole interval. It is found the extremely large critical intending of dependence of elastic vibrations amplitude from constant field. It is found that the structure of amplitude-field characteristic is very sensual to excitation level and plate thickness and the degree of sensitivity reach part of percent. From the comparison of localization on field by magnetic and elastic characteristics it is found that elastic characteristics as a whole are displaced down along field relatively magnetic characteristics. In this case the low-field falling of elastic characteristics is localized on the same falling of magnetic characteristics but the high-field falling of elastic characteristics is localized slightly lower of the field value which correspond to ferromagnetic resonance on central frequency. It is found that the reason of this displacement in this case is elastic resonance of plate on difference frequency. The card of regimes on the plane "alternating field – constant field" along broad interval of varying of both fields is constructed. It is found that by the constant field the large-amplitude regimes on the card occupy the "curved-linear trapezium" which axis lies along the coordinate "alternating field" and transverse width along coordinate "constant field" by increasing of alternating field is increased. It is found that outside of both sides by constant field of this "trapezium" the low-amplitude regime №1 – "small-amplitude chaos" is excited. The middle of "trapezium" occupies the strip directed along coordinate "alternating field" which is filled by regime №5 – "irregular beating". Along both sides from this strip also right until the boundaries of "trapezium" the regimes №3 and №4 – "doubling of period" are excited. The reasons and necessary conditions of chaotic character of elastic vibrations are investigated. It is found that the necessary condition of chaos is excitation simultaneous in two frequencies. It is found that the large indented jumping character of dependence elastic vibrations amplitude from constant field has as first-reason the chaotic character magnetic vibrations. The character of jumps in dependence elastic vibrations amplitude from constant field is investigated. It is shown that by two-frequencies excitation the increasing of step along field causes large increasing of

indenting of characteristics. It is found that the same behavior of amplitude-field dependencies of vibrations reveals its fractal character. The some comments about nature of jumps are proposed. It is found that jumps are determined by non-permanent character exactly magnetic vibrations which are shown only by two-frequency excitation on enough large level and have fractal character. As an analogy is mentioned that the line (skirting) of elastic vibrations field dependence on the plane “amplitude-field” is similar to chaotic trajectory of time-evolvent of vibrations on the plane “amplitude-time” for different oscillators which show chaotic vibrations. It is mentioned that the same behavior of trajectories on the plane “coordinate-potential” take place in cases when potential has dynamic character. The supposition is proposed that in investigated here task about two-frequency excitation of magnetostriction transducer may be constructed the function which can play the role of dynamic potential.

Key words: magnetostriction transducer, nonlinear vibrations, magnetoelastic resonance.

Введение.

Возбуждение ультразвуковых колебаний с помощью магнестрикционных преобразователей [1] находит широкое применение в различных областях техники [2, 3]. Важнейшей областью применения ультразвука, является обработка информации в диапазоне СВЧ. Перспективным материалом для изготовления преобразователей является железоиттриевый гранат (ЖИГ), механическая добротность которого достигает $9,5 \cdot 10^6$ [4, стр.295].

Преобразователь на ЖИГ, работающий в сильно нелинейном режиме, позволяет возбуждать мощные упругие колебания в гиперзвуковом диапазоне частот (до 10 ГГц и более) [5–8].

Магнитоупругие волны в ЖИГ используются для создания линий задержки, фазовращателей, преобразователей частоты и других СВЧ устройств [9–11]. Возможные при этом различные виды обработки информации включают

в себя многократное деление и умножение частоты [12, 13], детектирование амплитудно [14, 15] и частотно [16] модулированных сигналов. Результаты таких исследований частично обобщены в монографии [17].

Значительно расширяются возможности обработки информации при одновременной подаче на преобразователь нескольких сигналов различных частот, что необходимо, например, для гетеродинирования [18, стр.349–351] или для генерации амплитудно модулированного сигнала с подавленной несущей [18, стр.351–354].

В работе [19] рассмотрено нелинейное возбуждение гиперзвуковых колебаний в ферритовой пластине в условиях комбинированного воздействия на двух частотах. Особое внимание уделено исследованию резонанса на разностной частоте.

Настоящая работа является продолжением исследований, выполненных в [19]. В качестве главного объекта изучения приняты характеристики возбуждения упругих колебаний в условиях вариации приложенного к преобразователю постоянного поля.

1. Геометрия и параметры задачи.

Общая геометрия задачи, совпадающая с принятой в [19], показана на рис.

1.

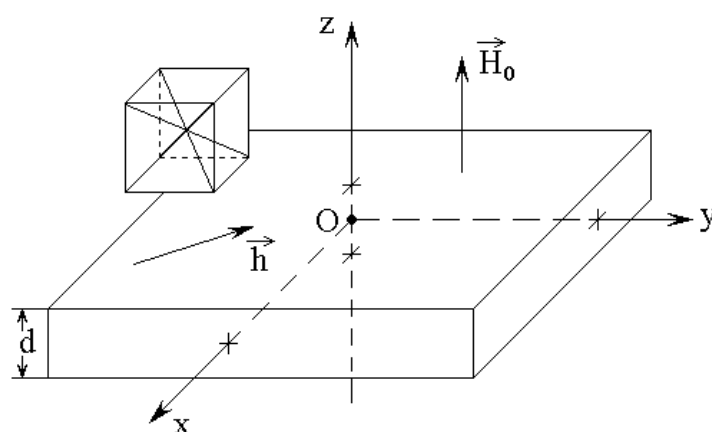


Рис. 1. Геометрия задачи. Слева – схема кристаллографической ячейки.

Плоскопараллельная пластина толщины d , обладает магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами. Материал пластины имеет кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100) которой

совпадает с плоскостью пластины. Внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0 перпендикулярно плоскости пластины, переменное магнитное поле \vec{h} параллельно той же плоскости. Задача решается в декартовой системе координат $Oxyz$, плоскость Oxy которой совпадает с плоскостью пластины, а оси Ox , Oy и Oz параллельны ребрам куба кристаллографической ячейки. Центр системы координат O находится в центре пластины, а ее плоскости соответствуют координатам $z = \pm d/2$. Намагниченность определяется нормированным вектором $\vec{m} = \vec{M}/M_0$, где M_0 – намагниченность насыщения.

Подобно [19], записываем полную систему уравнений и граничных условий:

уравнения для нормированных компонент намагниченности $m_{x,y,z}$:

$$\frac{\partial m_x}{\partial t} = - \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \cdot \left[(m_y + \alpha m_x m_z) \cdot H_z - (m_z - \alpha m_y m_x) \cdot H_y - \alpha \cdot (m_y^2 + m_z^2) \cdot H_x \right], (1)$$

$$\frac{\partial m_y}{\partial t} = - \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \cdot \left[(m_z + \alpha m_y m_x) \cdot H_x - (m_x - \alpha m_z m_y) \cdot H_z - \alpha \cdot (m_z^2 + m_x^2) \cdot H_y \right], (2)$$

$$\frac{\partial m_z}{\partial t} = - \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \cdot \left[(m_x + \alpha m_z m_y) \cdot H_y - (m_y - \alpha m_x m_z) \cdot H_x - \alpha \cdot (m_x^2 + m_y^2) \cdot H_z \right], (3)$$

где γ – гиромангнитная постоянная, α – параметр магнитного затухания.

уравнения для компонент упругих смещений $u_{x,y}$:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = - 2\beta \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}, (4)$$

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_y}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2}, \quad (5)$$

где c_{44} – константа (модуль) упругости, ρ – плотность материала пластины, β – параметр упругого затухания.

граничные условия:

$$c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_x m_z, \quad (6)$$

$$c_{44} \frac{\partial u_y}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_y m_z, \quad (7)$$

где B_2 – константа магнитоупругого взаимодействия.

Входящие в уравнения (1)–(3) эффективные поля $H_{x,y,z}$ имеют вид:

$$H_x = h_x + H_{ax}, \quad (8)$$

$$H_y = h_y + H_{ay}, \quad (9)$$

$$H_z = H_0 - 4\pi M_0 m_z + H_{az}, \quad (10)$$

где H_0 – внешнее постоянное поле, $h_{x,y}$ – компоненты внешнего переменного поля, а компоненты полей $H_{ax, ay, az}$ имеют вид:

$$H_{ax} = -\frac{B_2}{M_0} \left[m_y \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + m_z \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) \right], \quad (11)$$

$$H_{ay} = -\frac{B_2}{M_0} \left[m_z \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + m_x \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \right], \quad (12)$$

$$H_{az} = -\frac{B_2}{M_0} \left[m_x \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) + m_y \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \right]. \quad (13)$$

Двухчастотное возбуждение осуществляется двумя сигналами, имеющими равные амплитуды и отстоящими по обе стороны от центральной частоты F_0 на равные частотные интервалы ΔF .

При этом частоты равны:

$$F_1 = F_0 - \Delta F, F_2 = F_0 + \Delta F, (14)$$

а компоненты переменного поля в случае круговой поляризации соответственно принимают вид:

$$h_x = h_0 \cdot \{ \sin [2\pi(F_0 - \Delta F)t] + \sin [2\pi(F_0 + \Delta F)t] \}, (15)$$

$$h_y = -h_0 \cdot \{ \cos [2\pi(F_0 - \Delta F)t] + \cos [2\pi(F_0 + \Delta F)t] \}. (16)$$

Система уравнений (1)–(16) решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка [20, с.702, 707] по методике, приведенной в [5]. Результатами расчета являлись развертки магнитных и упругих колебаний по времени, а также зависимости амплитуд колебаний в стационарном режиме от величины постоянного поля.

Расчет спектров проводился с помощью стандартного пакета «MatLab» с использованием функции fft (быстрое преобразование Фурье) [21. стр.217–223] в рамках алгоритма следующего вида:

`u = (tz)./ty;`

`c = 1000;`

`a = fft(u,2*c);`

`b = a.*conj(a)/(2*c);`

`g = 50*(0:(c-1))/(2*c);`

`plot(g,b(1:c),'w'),`

где `ty` – файл времени, `tz` – файл соответствующей компоненты упругого смещения u_x .

При расчете использовались параметры материала, типичные для монокристалла ЖИГ: $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $B_2 = 6.96 \cdot 10^6$ эрг см⁻³, $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$ эрг см⁻³, $\rho = 5,17$ г см⁻³. Постоянное поле H_0 варьировалось

от 1500 до 3000 Э. Амплитуда переменного поля h_0 в линейном режиме варьировалась от 0,01 до 1 Э, в нелинейном – от 1 до 1000 Э. Частота ферромагнитного резонанса (ФМР) в линейном режиме при поле 2750 Э и $\gamma = 2,8 \text{ МГц Э}^{-1}$ равнялась 2800 МГц. Центральная частота возбуждения выбиралась равной частоте ФМР, то есть $F_0 = 2800 \text{ МГц}$. Отклонение от центральной частоты ΔF составляло 100 МГц. Разностная частота $F_2 - F_1$ равнялась 200 МГц.

Параметр магнитного затухания α варьировался от 0,002 до 0.2, параметр упругого затухания β варьировался от 10^7 до 10^9 с^{-1} .

Толщина магнитной пластины d , соответствующая упругому резонансу для поперечных упругих волн частоты 2800 МГц равнялась 0,6865 мкм. Резонансная толщина на разностной частоте 200 МГц была в 14 раз больше ($2800/200 = 14$), так что равнялась 9,611 мкм. С целью возможности сравнения с результатами возбуждения на одной частоте, вводилась нормировка толщины на значение, соответствующее упругому резонансу на частоте 2800 МГц, то есть $d_0 = 0,6865 \text{ мкм}$. Нормированная толщина пластины определялась соотношением:

$$D_N = \frac{d}{d_0}. \quad (17)$$

При этом толщине резонанса на разностной частоте, то есть 9,611 мкм соответствовало значение $D_N = 14$.

При расчете разверток колебаний шаг по времени составлял 10^{-11} с , а полное время расчета равнялось 10^{-8} с . При расчете зависимостей амплитуд от поля шаг составлял от 0,1 до 100 Э. Для исключения влияния процессов релаксационного типа время расчета задавалось равным $5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, а амплитуда измерялась в промежутке времени от $4,75 \cdot 10^{-7}$ до $5,00 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, то есть, когда начальные процессы установления уже заканчивались.

Остальные параметры, а также возможные отклонения от перечисленных, приводятся далее по тексту. Результаты расчета с использованием приведенных параметров изложены далее.

2. Влияние величины магнитного поля на характер колебаний.

В сильно нелинейном режиме характер магнитных и упругих колебаний в значительной степени зависит от величины постоянного магнитного поля. Общие свойства тех и других колебаний в этом случае иллюстрируются рис. 2, где приведены зависимости их амплитуды от постоянного поля при различных параметрах задачи. Для удобства сравнения в левом столбце представлены колебания в линейном режиме, а в правом – в сильно нелинейном.

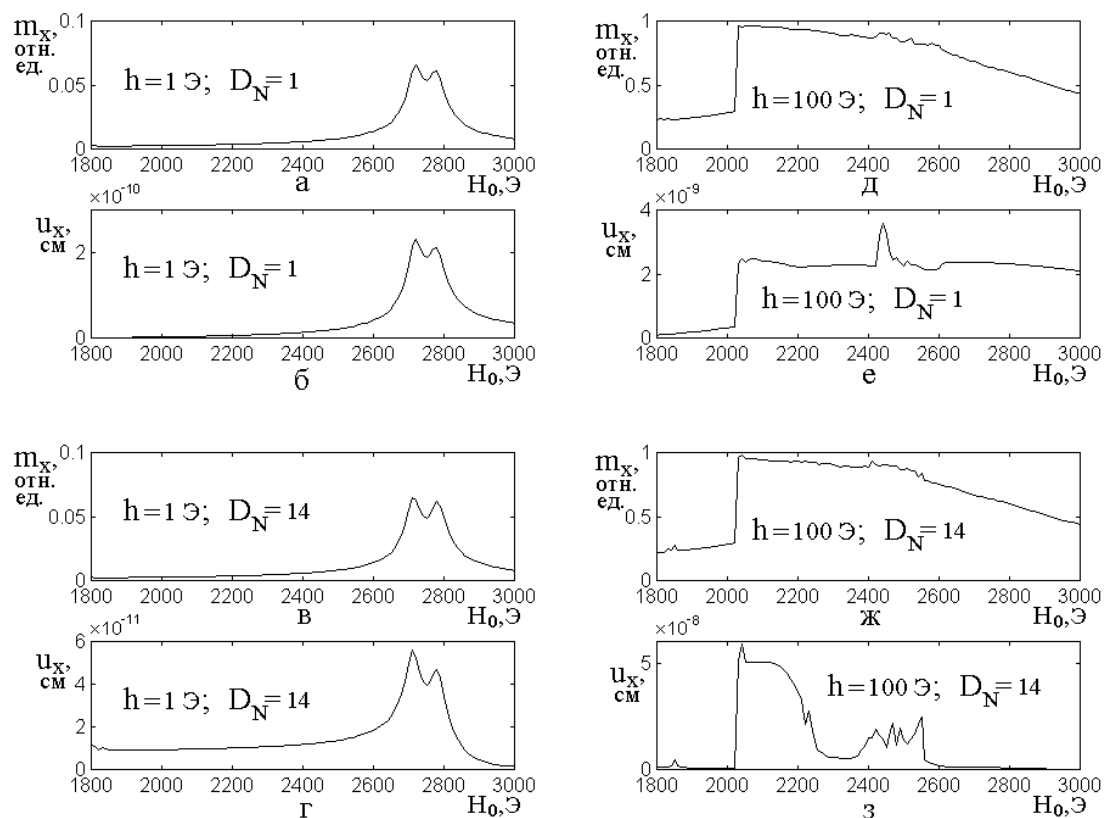


Рис. 2. Зависимости амплитуды магнитных и упругих колебаний от постоянного поля при различных параметрах задачи. Левый столбец – переменное поле $h = 1$ Э, режим линейный; правый столбец – переменное поле $h = 100$ Э, режим нелинейный. а, б, д, е – нормированная толщина $D_N = 1$; в, г, ж, з – нормированная толщина $D_N = 14$. Центральная частота – $F_0 = 2800$ МГц, отклонение $\Delta F = \pm 100$ МГц. Параметры затухания: $\alpha = 0,02$; $\beta = 10^9$ с⁻¹. Остальные параметры – те же, что указаны в разделе 1.

Рассмотрим сначала линейный режим, характеристики для которого приведены в левом столбце эюр на рис. 2. Видно, что при этом все резонансные характеристики (а, б, в, г) имеют раздвоенный вид, пики которого соответствуют полям 2715 и 2785 Э. Для нормально намагниченной пластины резонансная частота определяется формулой [22, стр.54, форм. (1.4.20)]:

$$f_r = \gamma \cdot (H_0 - 4\pi M_0). \quad (18)$$

Полагая $\gamma = 2,8 \text{ МГц Э}^{-1}$, для полей пиков получаем частоты: 2702 и 2898 МГц соответственно. При центральной частоте 2800 МГц и отклонении $\pm 100 \text{ МГц}$ две частоты возбуждения равны 2700 и 2900 МГц соответственно. Видно, что резонансные пики на всех характеристиках в левом столбце рис. 2 как раз соответствуют резонансам на двух возбуждающих частотах.

При обоих значениях толщины (а, б – $D_N = 1$ и в, г – $D_N = 14$) магнитные (а, в) характеристики остаются одинаковыми, то есть упругая составляющая на магнитную если и влияет, то в весьма малой степени. При этом для упругих характеристик (б, г) общий характер (нормированная огибающая) сохраняется, но при $D_N = 1$ амплитуда более чем в три раза превышает амплитуду характеристики при $D_N = 14$. Такое различие связано с тем, что резонансная частота пластины при $D_N = 1$ равна 2800 МГц, что довольно близко у обоим частотам возбуждения, тогда как при $D_N = 14$ резонансная частота пластины равна 200 МГц, что значительно отличается от обеих частот возбуждения, то есть в первом случае упругий резонанс реализуется, а во втором – отсутствует, что и приводит к различию амплитуд характеристик (б) и (г).

Обратимся теперь к рассмотрению сильно нелинейного режима, характеристики для которого приведены в правом столбце эюр на рис. 2. При этом резонансные характеристики для магнитных колебаний (д, ж) также имеют одинаковый вид, что говорит о незначительности влияния упругой системы на магнитную даже в сильно нелинейном режиме. Общий вид магнитных характеристик (д, ж) – сильно расширенный, подобный скошенному треугольнику с широким основанием и низкополевым резким краем. Такой вид

соответствует расстройному механизму ограничения колебаний намагниченности [23, стр.260–261, рис. 9.2].

Из формулы (18) видно, что при заданной частоте f_N резонансное поле равно:

$$H_r = \frac{f_N}{\gamma} + 4\pi M_0, \quad (19)$$

где для геометрии нормально намагниченной пластины (рис. 1) под M_0 подразумевается компонента M_z .

В сильно нелинейном режиме, то есть при больших значениях переменного поля h амплитуда прецессии увеличивается, так что M_z уменьшается, что приводит к уменьшению резонансного поля H_R , что и проявляется как смещение максимума резонансной кривой по полю в сторону меньших полей. Именно такое смещение имеет место на рис. 2д, ж, где максимум вместо 2715–2785 Э линейного режима (а, в) приходится на поле около 2050 Э. Небольшое «шевеление» характеристики наблюдается в области 2400–2600 Э, что связано с возбуждением упругих колебаний, рассматриваемых далее.

Резонансная характеристика для упругого смещения при $D_N = 1$ (е), в основном, повторяет характеристику для поля (д), однако при весьма малой амплитуде, что обусловлено отсутствием условий для резонанса упругой пластины. То есть упругие колебания здесь просто повторяют магнитные с соответствующим коэффициентом преобразования. Небольшой пик при поле около 2450 Э, по-видимому, обусловлен слабым возбуждением упругих колебаний на разностной частоте.

Резонансная характеристика для упругого смещения при $D_N = 14$ (з) проявляет резко выраженные резонансные свойства, обусловленные соответствием толщины пластины разностной частоте возбуждения. Так, характеристика магнитных колебаний здесь повторяется только в полях от 2000 до 2250 Э, после чего до поля 2400 Э следует провал, сменяемый резко

выраженным подъемом в области от 2420 до 2560 Э. Можно видеть, что этот подъем не представляет собой типичную резонансную линию, а имеет сильно изрезанный характер.

Такой вид характеристики не является специфическим, а имеет частный характер. Упругие колебания возбуждаются во всем интервале поля от 2000 до 2600 Э, то есть в области достаточно плоской вершины резонанса магнитных колебаний (ж). В полях ниже 2000 Э магнитные колебания слишком слабы, а в полях выше 2600 Э амплитуда их плавно спадает, так что в этих областях упругие колебания, если и возбуждаются, то амплитуда их крайне мала. В области активного возбуждения упругих колебаний, то есть в полях от 2000 до 2600 Э характер колебаний, то есть их развитие во времени, сильно зависит от конкретного значения поля. При этом связь характера колебаний с видом и степенью изрезанности характеристики явно не просматривается. Более подробно эти вопросы рассматриваются в следующих разделах.

3. Характерные режимы колебаний упругого смещения.

В разделе 2, особенно при рассмотрении правого столбца рис. 2, было отмечено сильное разнообразие зависимостей характера упругих колебаний от поля. Тем не менее, в общей картине колебаний можно выделить несколько принципиально различных режимов упругих колебаний. Отвлечемся пока от первоначального установления и рассмотрим эти режимы в условиях стабилизации, то есть когда первичные релаксационные процессы уже закончились. При принятых параметрах установление наступает после времени около $(1,0 \div 1,2) \cdot 10^{-7}$ с, так что для большей верности возьмем интервал времени от $2,0 \cdot 10^{-7}$ до $4,0 \cdot 10^{-7}$ с. Начало расчета положим при времени $t = 0$, а следить за колебаниями будем только в упомянутом интервале времени.

В ходе рассмотрения были выявлены пять наиболее характерных режимов колебаний, которым дадим следующие условные названия:

- режим №1 – малоамплитудный хаос;
- режим №2 – регулярные колебания;

- режим №3 – несимметричное удвоение периода;
- режим №4 – симметричное удвоение периода;
- режим №5 – нерегулярные биения.

Рассмотрим эти режимы по отдельности. В следующих далее рисунках 3–7 слева (а) представлены развертки колебаний по времени, а справа (б) – соответствующие спектры. Частота спектров F_S нормирована на разностную частоту возбуждения, то есть на 200 МГц. То есть значение $F_S = 1$ соответствует частоте колебаний 200 МГц. Амплитуды спектров приведены в относительных единицах, полученных с помощью расчетного пакета «MatLab».

Замечание. В рамках настоящей работы относительный анализ амплитуды составляющих спектра не проводился, так как авторы на данном уровне рассмотрения полагают этот вопрос второстепенным, однако не исключают его важности и более подробного рассмотрения в дальнейшем.

4. Режим №1 – малоамплитудный хаос.

Для этого режима развертка колебаний по времени и соответствующий спектр показаны на рис.3.

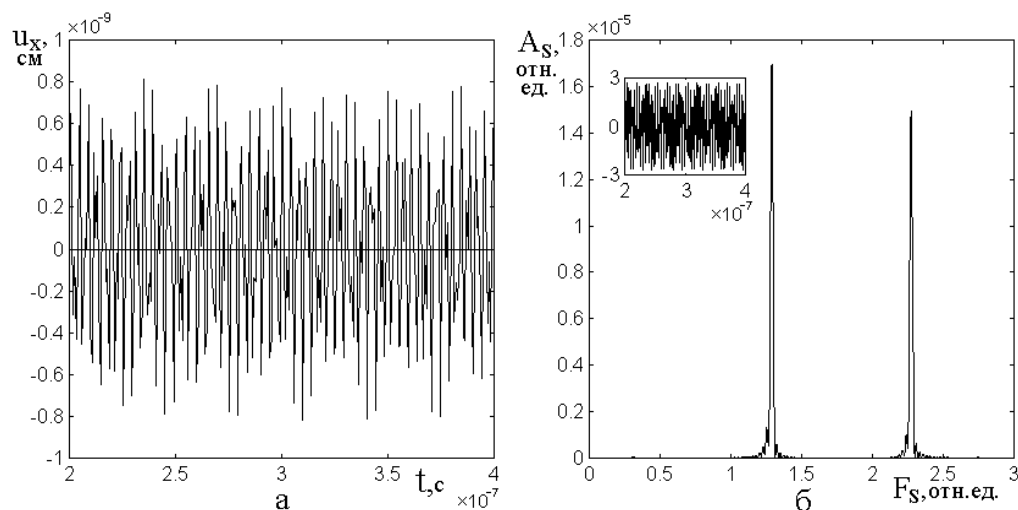


Рис. 3. Режим №1 – малоамплитудный хаос. $H_0 = 2000$ Э. Остальные параметры – те же, что на рис. 2з. а – развертка упругих колебаний по времени; б – спектр тех же колебаний. На врезке – модель колебаний на основе спектра.

Из рис. 3а видно, что максимальная амплитуда колебаний здесь составляет всего $0,8 \cdot 10^{-9}$ см, что значительно меньше резонансного значения, поэтому

этот режим и назван «малоамплитудным». Колебания носят неустановившийся характер, период около $0,5 \cdot 10^{-8}$ с, соответствующий частоте 200 МГц (то есть разностной между частотами возбуждения) частично просматривается, но амплитуда меняется хаотическим образом.

Спектр колебаний (рис. 3б) имеет две четко выраженные линии. Первая линия приходится на $F_S = 1,3$ отн.ед., что соответствует частоте 260 МГц, то есть несколько выше разностной. Вторая линия, почти такой же амплитуды, приходится на $F_S = 2,3$ отн.ед., что соответствует частоте 460 МГц. Частота этой линии на 200 МГц выше частоты первой, то есть разность между ними как раз соответствует разности частот возбуждения.

На врезке в рис. 3б представлен модельный результат сложения колебаний двух частот $F_1 = 260$ и $F_2 = 240$ МГц с амплитудой второй частоты составляющей 0,76 от амплитуды первой:

$$u_x = 1,7 \sin(2\pi F_1 t) + 1,3 \sin(2\pi F_2 t). \quad (20)$$

Видно, что характер результирующих колебаний довольно походит на представленный на рис. 3а, однако все же на вид имеет более упорядоченный характер. Можно полагать, что такое различие обусловлено большим богатством спектра исходного сигнала (а), отраженным, например в некотором «расплывании» оснований спектральных линий на рис. 3б.

5. Режим №2 – регулярные колебания.

Для этого режима развертка колебаний по времени и соответствующий спектр показаны на рис. 4.

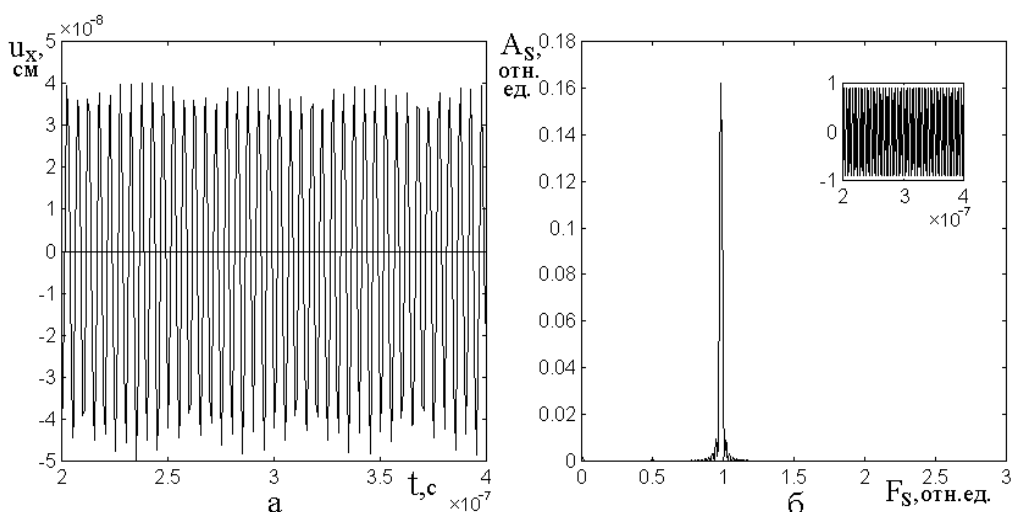


Рис. 4. Регулярные колебания. $H_0 = 2170$ Э. Остальные параметры – те же, что на рис. 2з. а – развертка упругих колебаний по времени; б – спектр тех же колебаний. На врезке – модель колебаний на основе спектра.

Из рис. 4а видно, что амплитуда колебаний здесь составляет около $4 \cdot 10^{-8}$ см, что в 50 раз больше, чем в режиме №1. Амплитуда колебаний варьируется в небольшом интервале, не более 10%, однако является значительно более регулярной, чем во всех остальных режимах. Поэтому этот режим получил название «регулярных колебаний». Период колебаний равен $0,5 \cdot 10^{-8}$ с, что соответствует частоте 200 МГц, то есть разности между частотами возбуждения.

Спектр колебаний (рис. 4б) имеет одну четко выраженную линию, приходящуюся на $F_S = 1,0$ отн.ед., что соответствует частоте 200 МГц, то есть также разностной частоте возбуждения.

На врезке показаны, колебания, построенные по формуле:

$$u_x = 0,9 \sin(2 \pi F_1 t), \quad (21)$$

где $F_1 = 200$ МГц. Из врезки видно, что модельные колебания здесь имеют постоянную амплитуду. Период просматривается хуже из-за низкого разрешения линий чертежа, однако проверка путем построения модельной кривой в более крупном масштабе показывает, что период также четко равен $0,5 \cdot 10^{-8}$ с, как и для развертки на рис. 4а.

6. Режим №3 – несимметричное удвоение периода.

Для этого режима развертка колебаний по времени и соответствующий спектр показаны на рис. 5.

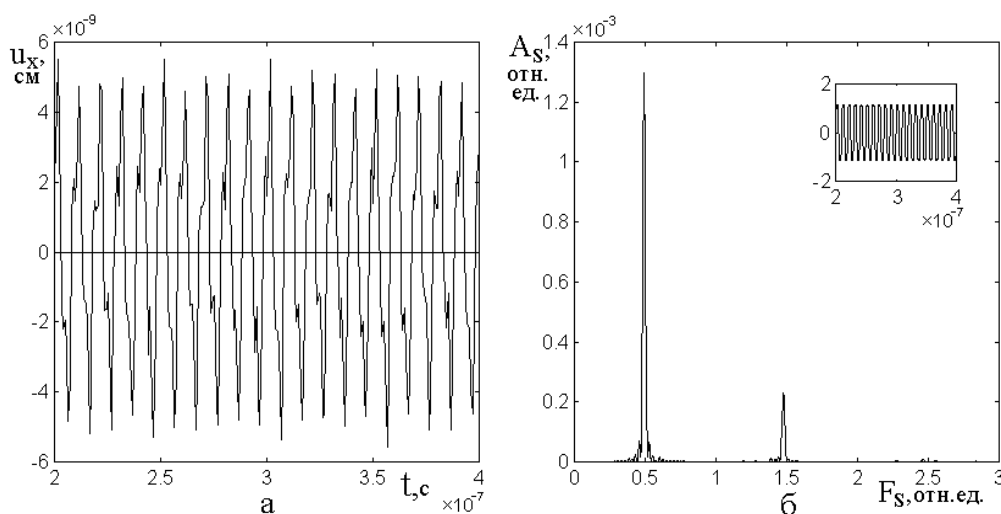


Рис. 5. Удвоение периода несимметричное. $H_0 = 2300$ Э. Остальные параметры – те же, что на рис. 2з. а – развертка упругих колебаний по времени; б – спектр тех же колебаний. На врезке – модель колебаний на основе спектра.

Из рис. 5а видно, что амплитуда колебаний здесь, будучи постоянной, составляет около $5 \cdot 10^{-9}$ см, что теперь в 6 раз больше, чем в режиме №1, так что режим №1 по-прежнему остается «малоамплитудным». Здесь четко выделяются острые вершины кривых, период между которыми равен $1,0 \cdot 10^{-8}$ с, то есть вдвое больше, чем для развертки на рис. 4а. То есть здесь имеет место удвоение периода, что и дает название этому режиму. Такой удвоенный период соответствует частоте 100 МГц.

Однако колебания не являются вполне регулярными. На уровне около $\pm 2 \cdot 10^{-9}$ см наблюдаются дополнительные изгибы, имеющие ступенчатый характер. При этом форма колебаний в пределах каждого отдельного периода относительно его середины не остается симметричной, вследствие чего в названии режима присутствует определение «несимметричный».

Спектр колебаний (рис. 4б) имеет две четко выраженные линии – главную, приходящуюся на $F_S = 0,5$ отн.ед. и дополнительную при $F_S = 1,5$ отн.ед., являющуюся третьей гармоникой относительно первой. Амплитуда второй

линии примерно в 6 раз меньше амплитуды первой, что и дает небольшую несимметричную составляющую основных колебаний.

На врезке показаны, колебания, построенные по формуле:

$$u_x = 1,3 \sin(2\pi F_1 t) + 0,2 \sin(2\pi F_2 t), \quad (22)$$

где $F_1 = 100$ МГц, $F_2 = 300$ МГц. Из врезки видно, что модельные колебания здесь имеют постоянную амплитуду. Период просматривается достаточно четко и составляет $1,0 \cdot 10^{-8}$ с, что соответствует периоду на рис. 5а.

7. Режим №4 – симметричное удвоение периода.

Для этого режима развертка колебаний по времени и соответствующий спектр показаны на рис.6.

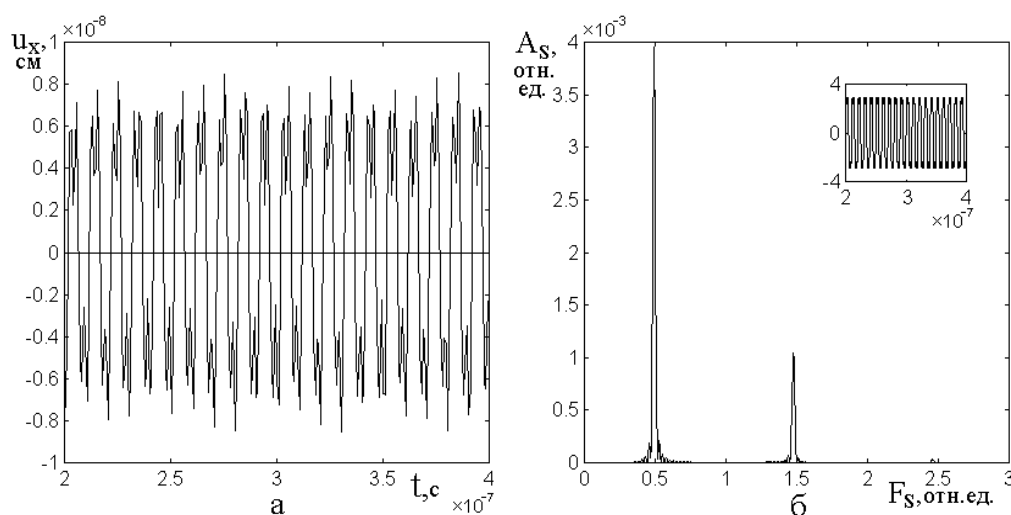


Рис. 6. Удвоение периода симметричное. $H_0 = 2370$ Э. Остальные параметры – те же, что на рис. 2з. а – развертка упругих колебаний по времени; б – спектр тех же колебаний. На врезке – модель колебаний на основе спектра.

Из рис. 6а видно, что амплитуда колебаний здесь, будучи почти постоянной, составляет около $0,8 \cdot 10^{-8}$ см, что также на порядок превышает амплитуду в режиме №1. Период между острыми вершинами кривых по-прежнему равен $1,0 \cdot 10^{-8}$, то есть совпадает с периодом в режиме №3 и является удвоенным относительно периода регулярных колебаний режима №2. Однако здесь «ступеньки», которые на рис. 5а находятся значительно ниже вершин основных кривых, здесь вырастают и встают вровень с основными, так что вершины приобретают раздвоенный характер. При этом форма колебаний в

пределах каждого отдельного периода относительно его середины становится симметричной, вследствие чего в названии режима присутствует определение «симметричный».

Спектр колебаний (рис. 4б) подобен таковому для режима №3, то есть имеет такие же две четко выраженные линии на тех же частотах, однако теперь различие амплитуд составляет всего 4 раза, вследствие чего удвоение периода остается, но форма колебаний становится симметричной.

На врезке показаны, колебания, построенные по формуле:

$$u_x = 4,0 \sin(2\pi F_1 t) + 1,0 \sin(2\pi F_2 t), \quad (23)$$

где $F_1 = 100$ МГц, $F_2 = 300$ МГц. Из врезки видно, что модельные колебания здесь также постоянную амплитуду и период равный $1,0 \cdot 10^{-8}$ с, однако значительного отличия от колебаний на врезке рис. 5б не наблюдается, что обусловлено «родственным» характером обоих режимов.

8. Режим №5 – нерегулярные биения.

Для этого режима развертка колебаний по времени и соответствующий спектр показаны на рис. 6.

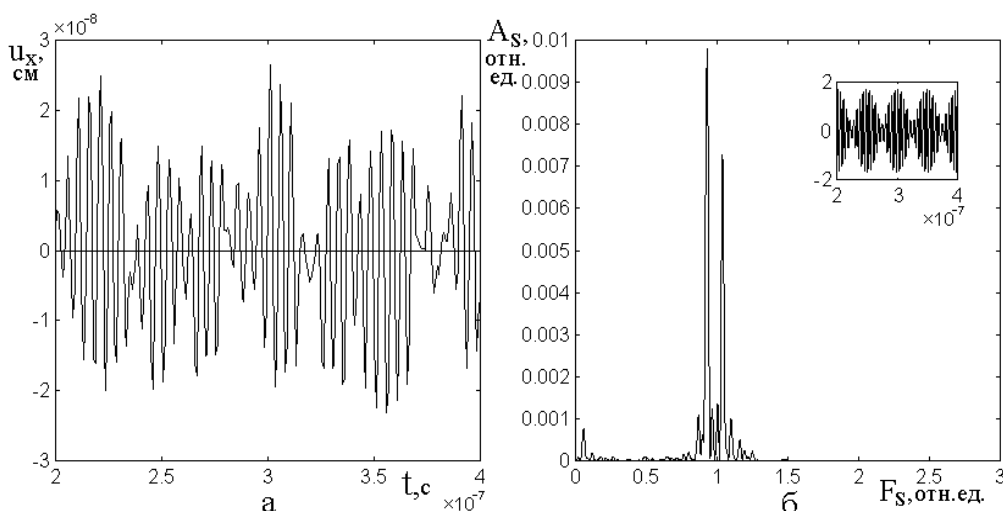


Рис. 7. Нерегулярные биения. $H_0 = 2450$ Э. Остальные параметры – те же, что на рис. 2з. а – развертка упругих колебаний по времени; б – спектр тех же колебаний. На врезке – модель колебаний на основе спектра.

Из рис.7 видно, что колебания в этом режиме, имея достаточно высокую амплитуду ($2,5 \cdot 10^{-8}$ см), по форме коренным образом отличаются от колебаний в режимах №2–№4. Довольно четко просматривается малый период около $0,5 \cdot 10^{-8}$ с, близкий к таковому для регулярных колебаний режима №2. Однако амплитуда резко меняется, по огибающей напоминая биения. В то же время четкий период биений также не выдерживается, а чередование спадов и максимумов амплитуды имеет нерегулярный характер. Благодаря сочетанию таких свойств режим назван «нерегулярными биениями».

Спектр колебаний (рис. 7б) содержит две близкие по амплитуде линии, расположенные по обе стороны вблизи частоты $F_S = 1,0$ отн.ед. Близость линий к этой частоте обеспечивает малый период $0,5 \cdot 10^{-8}$ с. Однако наличие двух линий и довольно сложный характер спектра вблизи их оснований дает хаотические скачки амплитуды развертки на рис. 7а.

На врезке показаны, колебания, построенные по формуле:

$$u_x = 1,0 \sin(2\pi F_1 t) + 0,7 \sin(2\pi F_2 t), \quad (24)$$

где $F_1 = 190$ МГц, $F_2 = 210$ МГц. Наблюдаются четко выраженные биения с периодом около $0,5 \cdot 10^{-7}$ с, что близко к скачкообразному изменению амплитуды на рис. 6а. Биения имеют малый период около $0,5 \cdot 10^{-8}$ с, что близко к таковому на рис. 7а. Определенное отличие колебаний на врезке от таковых на рис. 7а обусловлено более богатым спектром последних, как это видно из оснований спектральных линий на рис. 7б.

9. Расположение режимов по полю.

Развертки и спектры упругих колебаний, соответствующие режимам, приведенным в разделах 4–8, построены при вполне определенных значениях поля, указанных в подписях к рисункам. Однако эти значения не являются специфическими и выбраны лишь для более наглядного представления. В широком интервале изменения поля, в достаточно степени охватывающем область резонанса магнитных и упругих колебаний, наблюдаются все те же пять

режимов, расположенные в разных местах по полю. Структура расположения режимов при изменении уровня возбуждения несколько меняется, поэтому рассмотрим достаточно характерное их расположение, соответствующее уровню возбуждения $h_0 = 100$ Э. Полевая характеристика для такого уровня приведена на рис. 23. Расположение режимов по полю в интервале от 1900 до 3000 Э представлено в таблице №1.

В первом столбце таблицы приведены границы интервала поля, в котором соответствующий режим имеет место. Во втором столбце приведены номера режимов, установленные в соответствии с разделами 3–8. В третьем столбце приведены наименования соответствующих режимов. Таблица составлена с шагом по полю, равным 10 Э. То есть границы между режимами определены не более чем с такой точностью. В некоторых случаях переход между режимами является более плавным и составляет порядка 20–30 Э. Это касается переходов между режимами №2 и №3, №2 и №4, а также между №3 и №4. В таких случаях граница между режимами отмечена как середина плавного перехода.

Таблица 1. Расположение режимов по полю.

Интервал по полю (Э)	Номер режима	Наименование режима
1900-2030	1	малоамплитудный хаос
2030-2150	3	несимметричное удвоение периода
2150-2190	2	регулярные колебания
2190-2340	3	несимметричное удвоение периода
2340-2370	4	симметричное удвоение периода
2370-2440	3	несимметричное удвоение периода
2440-2540	5	нерегулярные биения
2540-2560	2	регулярные колебания

2560-2660	4	симметричное удвоение периода
2660-2780	3	несимметричное удвоение периода
2780-2800	4	симметричное удвоение периода
2800-3000	1	малоамплитудный хаос

Из таблицы видно, что расположение режимов имеет весьма сложный характер. Для более подробного пояснения обратимся к рис. 8, где приведена шкала расположения режимов по полю, построенная по таблице №1. На рисунке стрелки со штриховкой указывают области расположения режима №2 – регулярных колебаний. Стрелки контурные без штриховки отмечают режим №4 – симметричное удвоение периода. Широкая углубленная стрелка с продольной штриховкой отмечает режим №5 – нерегулярные биения.

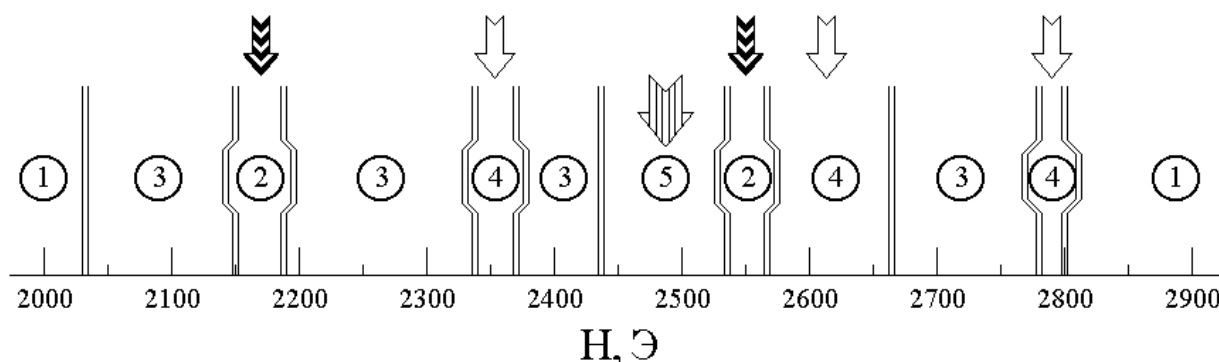


Рис.8. Расположение режимов по полю, соответствующее полевой характеристике, приведенной на рис. 2з.

Из рисунка видно, что область высокоамплитудных режимов (№2–№5) ограничена с обеих сторон областями малоамплитудного режима №1. Такое ограничение как раз соответствует полной ширине области резонансных упругих колебаний на рис. 2з, которая в свою очередь определяется областью резонансных колебаний намагниченности, представленной на рис. 2ж. В соответствии с таблицей №1, область активных (высокоамплитудных) упругих колебаний простирается от 2030 до 2800 Э, то есть составляет 770 Э. При этом регулярный режим (№2) наблюдается только в двух довольно узких областях (2150–2190 и 2540–2560 Э), что в сумме составляет от полной ширины около 8%. Режим с симметричным удвоением периода (№4) тоже встречается не часто (2340–2370, 2560–2660, 2780–2800 Э), что составляет около 19%. Наиболее

широкие области занимает режим №3 с несимметричным удвоением периода (2030–2150, 2190–2340, 2370–2440, 2660–2780), что составляет около 60%. В середине полного интервала располагается единственная область режима №5 – нерегулярных биений (2440–2540), составляющая около 13%.

Таким образом, наиболее распространенным можно считать обобщенный режим с удвоением периода, как сумма режимов №3 и №4, занимающая 79% общего интервала. Следующим по распространенности является режим №5 – нерегулярных биений, на долю которого приходится 13% и самым редким является режим №2 – регулярных колебаний, составляющий всего 8% от общего интервала.

10. Замечание о критичности изрезанности характеристики упругих колебаний.

В ходе проверки было установлено, что структура изрезанности характеристики упругих колебаний имеет весьма сложный характер. Так, было отмечено, что наблюдаемая структура весьма критична к величине поля возбуждения h_0 и толщине пластины D_N . Степень критичности достигает сотых долей процента, особенно по полю возбуждения. Однако преимущественное выделение подъема в области 2420–2560 Э при изменении поля до 5% в ту и другую сторону, как правило, сохраняется. В то же время, при большем изменении поля явное выделение этого подъема уже не наблюдается. Среднее значение интервала выделенного подъема равно 2490 Э. Согласно формуле (18), это значение соответствует частоте 2072 МГц. Явной связи этой частоты с обеими частотами возбуждения установлено не было. Изменение константы магнитоупругости B_2 в два раза в ту и другую сторону структуру изрезанности не меняет, а приводит лишь к пропорциональному изменению амплитуды.

11. Изменение уровня возбуждения.

В качестве иллюстрации к предыдущему разделу рассмотрим зависимость амплитуды упругих колебаний от постоянного поля при различных уровнях возбуждения. Обратимся к рис. 9, где приведены такие зависимости при трех

различных значениях амплитуды переменного поля. Рис. 9б соответствует тому же уровню возбуждения в 100 Э, что на рис. 2з, рис. 9а – меньшему и рис. 9в – большему уровням соответственно на одну и ту же величину в $\pm 10\text{Э}$.

Из рисунка видно, что начальный подъем характеристики, отмеченный вертикальной точечной линией, по мере увеличения уровня возбуждения (от а до в) сдвигается вниз по полю. Так при уровне 90 Э (а) он приходится на 2070 Э, при уровне 100 Э (б) – на 2010 Э, при уровне 110 Э (в) – на 1990 Э. Такое смещение соответствует расширению полевой характеристики по мере увеличения возбуждения, свойственному расстройному механизму ограничения резонансных колебаний намагниченности [23, стр.260–261, рис. 9.2]. Характеристика упругих колебаний здесь просто повторяет магнитную. Далее по полю амплитуда характеристик упругих колебаний, проходя через ряд резких подъемов и спадов, в основном, уменьшается. Окончательный спад для всех приведенных упругих характеристик приходится на поле около 2600 Э. Следует отметить, что окончательный спад каждой упругой характеристики происходит значительно раньше, чем значительный спад магнитной, амплитуда которой в этой области (2600 Э) еще остается достаточно высокой (рис. 2ж). Можно полагать, что такое различие положений спадов обусловлено вторичностью возбуждения упругих колебаний относительно магнитных, то есть более сложным характером их возбуждения.

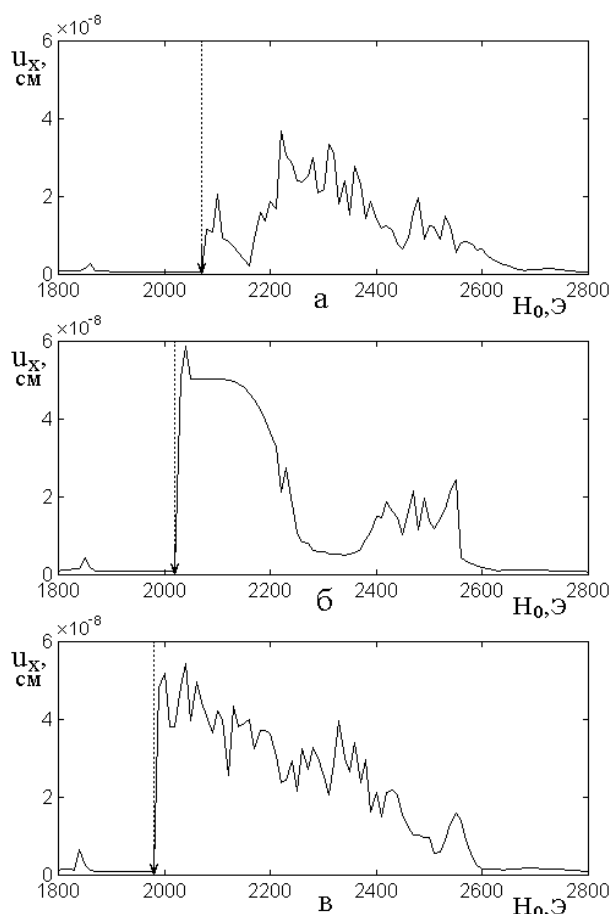


Рис. 9. Зависимости амплитуды упругих колебаний от постоянного поля при различных уровнях возбуждения h_0 : а – $h_0 = 90$ Э; б – $h_0 = 100$ Э; в – $h_0 = 110$ Э. Остальные параметры – те же, что на рис. 2.

12. Формирование полевой характеристики упругого резонанса.

В предыдущих разделах отмечено, что максимум полевой характеристики упругих колебаний приходится на значения поля, значительно ниже соответствующего частотам возбуждения. Рассмотрим теперь этот вопрос более подробно. На рис. 10 представлены зависимости амплитуды колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б) от поля при различных значениях отклонения двух возбуждающих частот от центральной.

Пунктирные кривые (1) соответствуют возбуждению на одной частоте 2800 МГц. Сплошные кривые (2) соответствуют возбуждению на двух частотах 2700 и 2900 МГц. Уровень возбуждения заведомо выбран меньшим, чем на предыдущих рисунках, чтобы более наглядно выявить формирование структуры характеристики упругих колебаний.

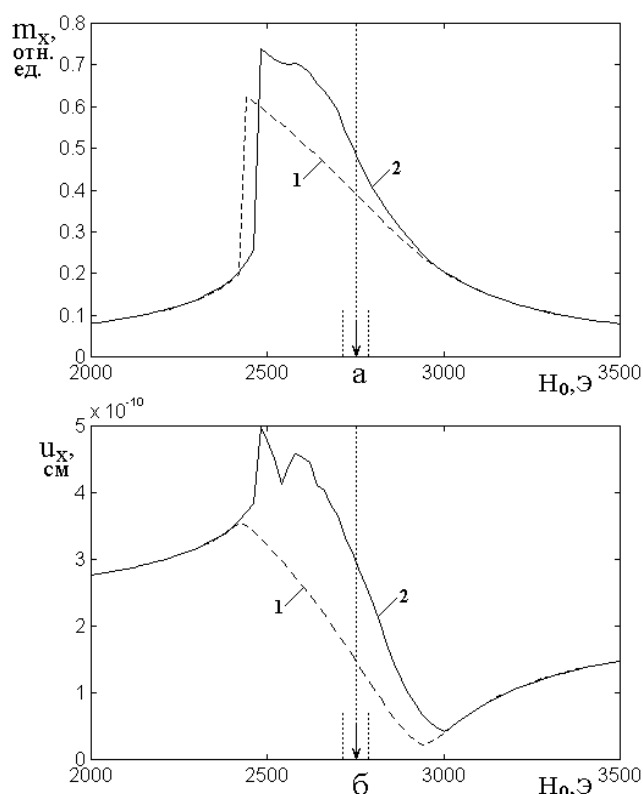


Рис. 10. Зависимости амплитуды колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б) от поля при различных значениях ΔF : 1 – 0 МГц; 2 – ± 100 МГц. Вертикальная точечная линия – поле 2750 Э, соответствующее центральной частоте 2800 МГц, боковые отрезки точечных линий – поля 2714 и 2789 Э, соответствующие частотам возбуждения 2700 и 2900 МГц. Параметры: $\alpha = 0,02$; $\beta = 10^8 \text{ с}^{-1}$; $D_N = 14$; $h_0 = 30$ Э. Шаг по полю $\Delta H_0 = 20$ Э. Остальные параметры – те же, что указаны в разделе 1.

Из рисунка видно, что при возбуждении на двух частотах (кривые 2) характеристики располагаются выше таковых при возбуждении на одной частоте (кривые 1). Такое обстоятельство вызвано развитием упругого резонанса при двухчастотном возбуждении, при одночастотном возбуждении отсутствующего.

Обе характеристики 1 и 2 для магнитных колебаний (рис. 10а) сильно наклонены в сторону меньших полей, что обусловлено расстройным механизмом ограничения колебаний. При этом амплитуда обеих характеристик в области частоты возбуждения меньше амплитуды в максимуме почти в полтора раза, причем максимум соответствует полю около 2550 Э, то есть на 200 Э ниже поля 2750 Э, соответствующего центральной частоте возбуждения.

Характеристика для упругих колебаний при одночастотном возбуждении (кривая 1 на рис. 10б) имеет максимум вблизи поля 2450 Э и минимум в поле

около 2950 Э, а между этими значениями поля плавно спадает. Такой вид характеристики обусловлен наклоном возбуждающей упругие колебания магнитной характеристики в сторону меньших полей (рис. 10а) с соответствующим уменьшением эффективности возбуждения.

Характеристика для упругих колебаний при двухчастотном возбуждении (кривая 2 на рис. 10б), в основном, сохраняет структуру сменяющих друг друга по полю максимума и минимума характеристики при одночастотном возбуждении (кривая 1 на рис. 10б). Однако эта характеристика теперь проходит значительно выше таковой для одночастотного возбуждения, что обусловлено упругим резонансом пластины на разностной частоте (200 МГц). При этом особенно выделяется область от 2500 до 2750 Э, так как в этой области амплитуда магнитных колебаний (рис. 10а) имеет максимальный подъем. В полях около 3000 Э характеристика претерпевает спад, аналогичный таковому при одночастотном возбуждении, что связано с малостью амплитуды магнитного резонанса в этой области.

Таким образом, рассмотренный механизм двухчастотного возбуждения позволяет объяснить отмеченный в разделе 2 (рис. 2з) резко выраженный подъем характеристики упругих колебаний в области от 2500 до 2700 Э.

13. Карта режимов на плоскости «переменное поле – постоянное поле.

Теперь, когда разнообразие режимов и расположение упругих характеристик по постоянному полю, в основном, рассмотрено, обратимся к изучению реализации режимов при различных соотношениях между постоянным H_0 и переменным h_0 полями. Для этого построим карту областей реализации тех и других режимов на плоскости «переменное поле – постоянное поле», то есть Oh_0H_0 . Для определения координат режимов на такой плоскости зададим сетку переменного поля с шагом 10 Э и постоянного поля с шагом 100 Э. На пересечении линий сетки будем фиксировать режим, который в этой точке будет возбуждаться.

Схема построения такой карты представлена на рис. 11, где режимы, возбуждаемые в точках пересечения линий сетки, показаны точками различного

вида. На врезке приведены соотношения номеров режимов (разделы 3–8) со структурой точек сетки.

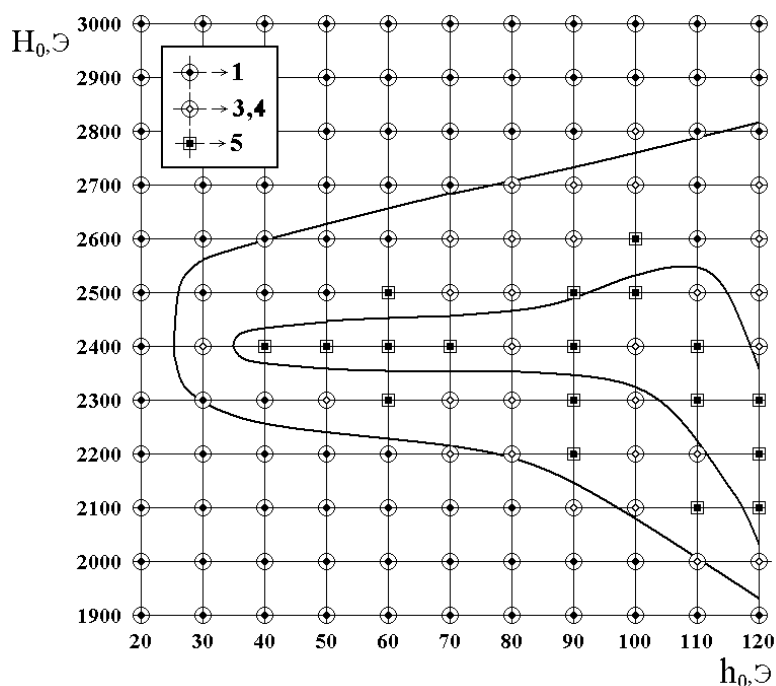


Рис. 11. Схема построения карты режимов на плоскости Oh_0H_0 . На врезке показаны обозначения режимов, возбуждающихся в точках пересечения линий сетки. Сплошные линии – средние приближенные границы между областями различных режимов.

Из рисунка видно, что при заданном значении переменного поля режимы по постоянному полю располагаются довольно неоднородно. То есть области с одним и тем же режимом могут чередоваться с областями с другими режимами несколько раз. Особенно хорошо такое чередование можно проследить на рис. 8, соответствующем $h_0 = 100$ Э и построенном при шаге по H_0 , равном 10 Э, то есть значительно меньшем, чем на рис. 11. Так, в области постоянного поля от 2050 Э до 2450 Э режимы сменяют друг друга в порядке: 1 – 3 – 2 – 3 – 4 – 3, после чего в области 2450 Э – 2550 Э наступает режим №5, а далее режимы чередуются в порядке: 2 – 4 – 3 – 4 – 1. Столь сложная структура при принятом здесь размере шагов сетки (100 Э) в достаточной степени не разрешается. В то же время, уменьшение шагов хотя бы в два раза уже приводит к увеличению числа точек сетки в 4 раза, то есть в квадратичном отношении (на рис. 11 вместо 132 точек приходится обрабатывать 528). При принятых параметрах численного расчета (раздел 1) получение одной точки карты требует машинного времени

около 3 минут, так что полное время построения карты превышает 2 часа. В этом случае при уменьшении шага полное время расчета значительно возрастает и построение полной карты становится чрезвычайно трудоемким. Таким образом, принятый при построении карты на рис. 11 шаг сетки обусловлен требованием достаточной точности в сочетании с умеренной величиной машинного времени. При этом пришлось пойти на объединение режимов №3 и №4, как являющимися родственными и имеющими близкие по структуре спектры (рис. 5 и рис. 6). В то же время области существования режима №2 при принятых шагах сетки оказались настолько малыми, что не нашли отражения на карте.

На рисунке построены линии, разграничивающие области различных режимов. Точность этих линий определяется половиной величины шага сетки по постоянному полю, то есть около ± 50 Э. В окончательном виде полученная карта представлена на рис. 12.

Из рис. 12 можно видеть, что в середине карты при по мере увеличения переменного поля h_0 , начиная с $h_0 = 35$ Э, широкой почти горизонтальной постепенно расширяющейся полосой проходит область режима №5. В переменных поля больше 100 Э эта полоса загибается вниз в сторону меньших значений постоянного поля. С обеих сторон область существования режима №5 окружена широкими также постепенно расширяющимися полосами объединенного режима №3–4, а эти полосы с обеих сторон окружены областями режима №1.

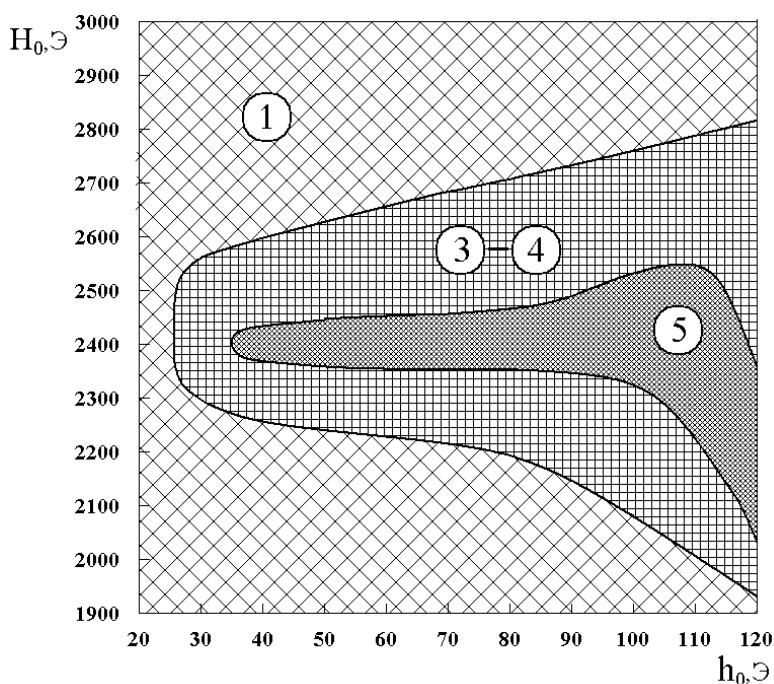


Рис.12. Карта режимов на плоскости Oh_0H_0 . Цифрами показаны номера режимов в соответствующих областях.

Из рис. 12 можно видеть, что в середине карты при по мере увеличения переменного поля h_0 , начиная с $h_0 = 35$ Э, широкой почти горизонтальной постепенно расширяющейся полосой проходит область режима №5. В переменных поля больше 100 Э эта полоса загибается вниз в сторону меньших значений постоянного поля. С обеих сторон область существования режима №5 окружена широкими также постепенно расширяющимися полосами объединенного режима №3–4, а эти полосы с обеих сторон окружены областями режима №1.

Из общего вида карты можно заключить, что переменному полю h_0 высокоамплитудные режимы существуют в поле выше 25–30 Э, начиная с которого амплитуда ферромагнитного резонанса становится настолько высокой, что расстройный механизм создает условия для неустойчивых колебаний.

Дополнительное исследование показывает, что ниже поля 20 Э, то есть за пределами карты, резонансные свойства как магнитных, так и упругих колебаний сохраняются, однако амплитуда резко падает. Особенно заметно падение амплитуды для колебаний упругого смещения. Так, в поле 2400 Э при

$h_0 = 100$ Э амплитуда магнитных колебаний составляет 0,6 отн.ед, при $h_0 = 20$ Э падает до 0,4 отн.ед, а при $h_0 = 1$ Э (линейный режим) равна уже 0,06 отн.ед. В этих же условиях амплитуды упругих колебаний равны соответственно 10^{-9} см, $2 \cdot 10^{-10}$ см, $5 \cdot 10^{-11}$ см. Поскольку амплитуды упругих колебаний становятся столь малыми, режимы при h_0 меньше 20 Э уже нельзя считать «высокоамплитудными». По этой причине на карте кривая, отделяющая режим №3–4 от режима №1 при значениях поля ниже 25 Э ограничена в виде плавного закругления.

Таким образом, по постоянному полю H_0 высокоамплитудные режимы на карте занимают расширяющуюся «криволинейную трапецию», начальная грань которой приходится на интервал 2300–2550 Э, а конечная в пределах карты на 1950–2800 Э. По обе стороны от этой трапеции возбуждается низкоамплитудный режим №1 – «малоамплитудный хаос». Сердцевину трапеции составляет полоса, занимаемая режимом №5 – «нерегулярными биениями». По обе стороны от этой полосы возбуждаются режимы №3 и №4 – «удвоения периода». Вне трапеции имеет место низкоамплитудный режим №1.

Замечание. Проверка с более мелким шагом по H_0 (например подобная проведенной на рис. 8) показывает, что режим №2 – «регулярные колебания», не отраженный на карте рис. 11, существует в виде небольших островков, вкрапленных в область режимов №3 и №4, начиная с поля h_0 около 60 Э. Однако следует заметить, что этот режим, несмотря на кажущееся сходство с режимами №3 и №4 на развертках по времени, принципиально отличается от режимов №3 и №4 по спектру, как это можно видеть из сопоставления рис. 4 с рис. 5 и рис. 6, где в режимах №3 и №4 присутствуют две спектральных линии, находящиеся в одинаковых местах на частотах 0,5 и 1,5 отн.ед, а в режиме №2 – всего одна между ними посередине на частоте 1,0 отн.ед. Таким образом, для более подробного выявления областей существования режима №2 следует сгущать шаг

сетки по постоянному полю до величины не менее 10 Э, что в данный момент выходит за рамки настоящей работы.

14. Причины и необходимые условия хаотического характера упругих колебаний.

В разделах 3–8 отмечено, что как магнитные, так и упругие колебания при определенных условиях могут иметь хаотический или близкий к хаотическому характер. Такими условиями являются двух или одночастотный характер возбуждения, его уровень и наличие магнитоупругого взаимодействия. Разберем это вопрос более подробно на примере разверток установившихся колебаний во времени.

Обратимся к рис. 13 где показаны развертки во времени установившихся колебаний намагниченности и упругого смещения при двухчастотном и одночастотном возбуждении.

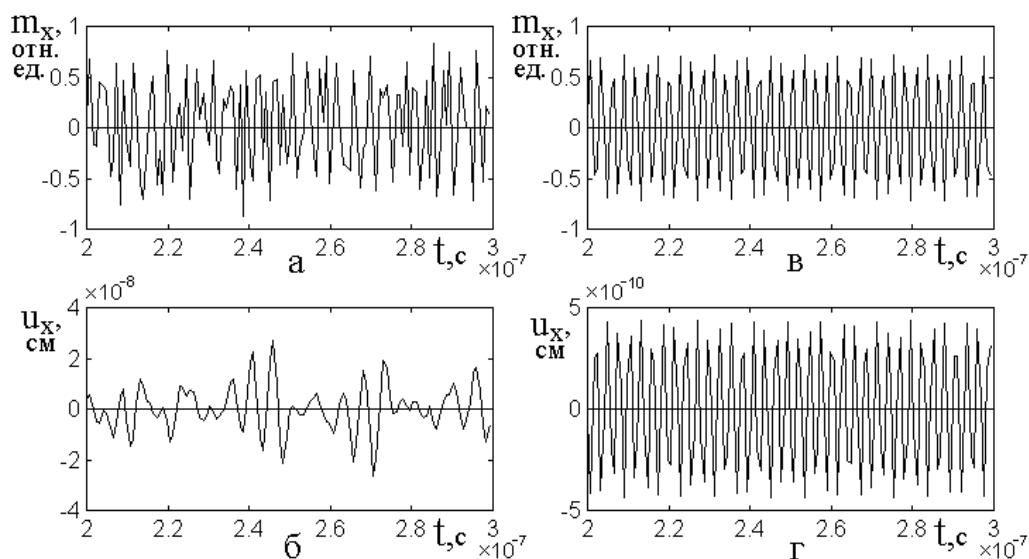


Рис. 13. Развертки во времени установившихся колебаний намагниченности (а, в) и упругого смещения (б, г) при двухчастотном (а, б) и одночастотном (в, г) возбуждении. а, б – $B_2 = 6.96 \cdot 10^6$ эрг см^{-3} ; $\Delta F = 100$ МГц; в, г – $B_2 = 6.96 \cdot 10^6$ эрг см^{-3} ; $\Delta F = 0$. Уровень возбуждения $h_0 = 100$ Э. Поле $H_0 = 2400$ Э. Толщина пластины – $D_N = 14$. Шаг по времени – $2 \cdot 10^{-11}$ с.

Остальные параметры – те же что представлены в разделе 1.

Из рисунка видно, что при двухчастотном возбуждении (а, б) как магнитные, так и упругие колебания являются хаотическими, тогда как при одночастотном (в, г) являются в значительной степени упорядоченными. Из

этого следует, что необходимым условием хаотического характера тех и других колебаний является возбуждение именно на двух частотах.

Теперь обратимся к рис. 14 где показаны развертки во времени установившихся колебаний намагниченности и упругого смещения при наличии и отсутствии магнитоупругого взаимодействия.

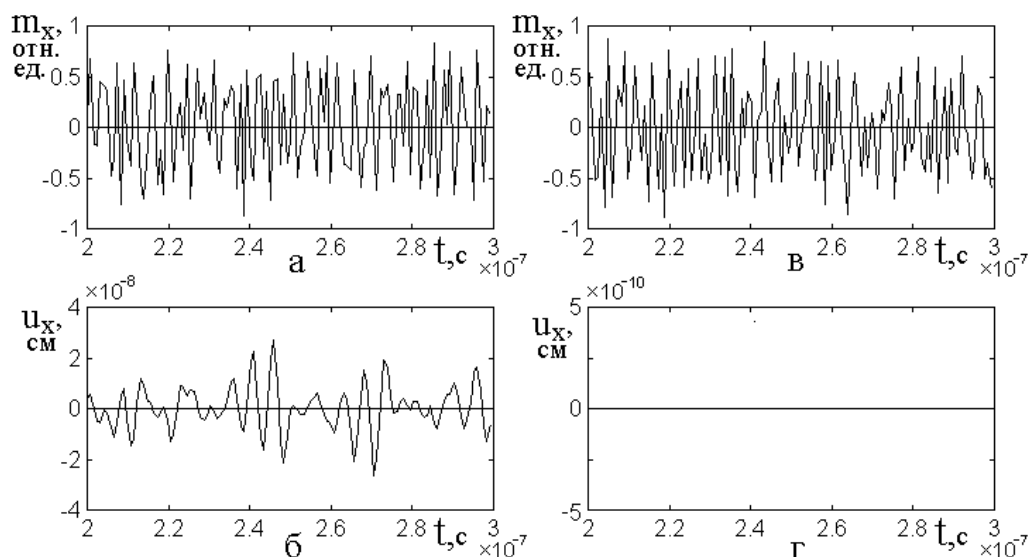


Рис. 14. Развертки во времени установившихся колебаний намагниченности (а, в) и упругого смещения (б, г) при наличии (а, б) и отсутствии (в, г) магнитоупругого взаимодействия. а, б – $B_2 = 6.96 \cdot 10^6$ эрг см⁻³; $\Delta F = 100$ МГц; в, г – $B_2 = 0$; $\Delta F = 100$ МГц. Уровень возбуждения $h_0 = 100$ Э. Поле $H_0 = 2400$ Э. Толщина пластины – $D_N = 14$. Шаг по времени – $2 \cdot 10^{-11}$ с. Остальные параметры – те же что представлены в разделе 1.

Из рисунка видно, что при двухчастотном возбуждении при наличии магнитоупругого взаимодействия (а, б) как магнитные, так и упругие колебания являются хаотическими, тогда как при таком же двухчастотном возбуждении, но в отсутствие магнитоупругого взаимодействия (в, г) магнитные колебания сохраняют как амплитуду, так и хаотический характер, тогда как упругие отсутствуют. Контрольная проверка магнитных колебаний в отсутствие магнитоупругости показывает, что в линейном режиме (при $h_0 = 1$ Э) как при двухчастотном, так и при одночастотном возбуждении магнитные колебания имеют полностью упорядоченный характер (регулярные биения или однородные).

Из совокупности приведенных фактов следует, что причиной хаотического характера упругих колебаний является хаотический характер именно магнитных колебаний, причем магнитные колебания становятся хаотическими только в случае сочетания двухчастотного возбуждения и сильно нелинейного режима.

При этом можно полагать, что сильно изрезанный скачкообразный характер зависимости амплитуды упругих колебаний от постоянного поля, наблюдаемый, например на рис. 9, имеет в качестве первопричины хаотический характер именно магнитных колебаний.

15. Фрактальный характер колебаний.

В разделах 10, 11 отмечено, что при двухчастотном возбуждении зависимости амплитуды упругих колебаний от постоянного поля при достаточном уровне возбуждения имеют сильно изрезанный скачкообразный характер.

Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее, для чего обратимся к рис. 15, где показаны зависимости амплитуды магнитных (левый столбец) и упругих (правый столбец) колебаний от постоянного поля при различных значениях шага по полю. Интервал поля выбран таким, чтобы изрезанность проявлялась достаточно явно (рис. 2ж, рис. 2з).

Прежде всего отметим, что в случае одночастотного возбуждения уменьшение шага по полю ниже 10 Э зависимостей амплитуды тех и других колебаний от поля не меняет с точностью долей процента. То есть полевые характеристики при одночастотном возбуждении к величине шага по полю не чувствительны.

Не так, однако обстоит дело при двухчастотном возбуждении. Из рис. 15 видно, что уменьшение шага (по рисунку сверху вниз) приводит к сильному увеличению изрезанности характеристик. Величина скачка изрезанности по полю примерно равна величине шага, а амплитуда при каждом скачке меняется случайным образом.

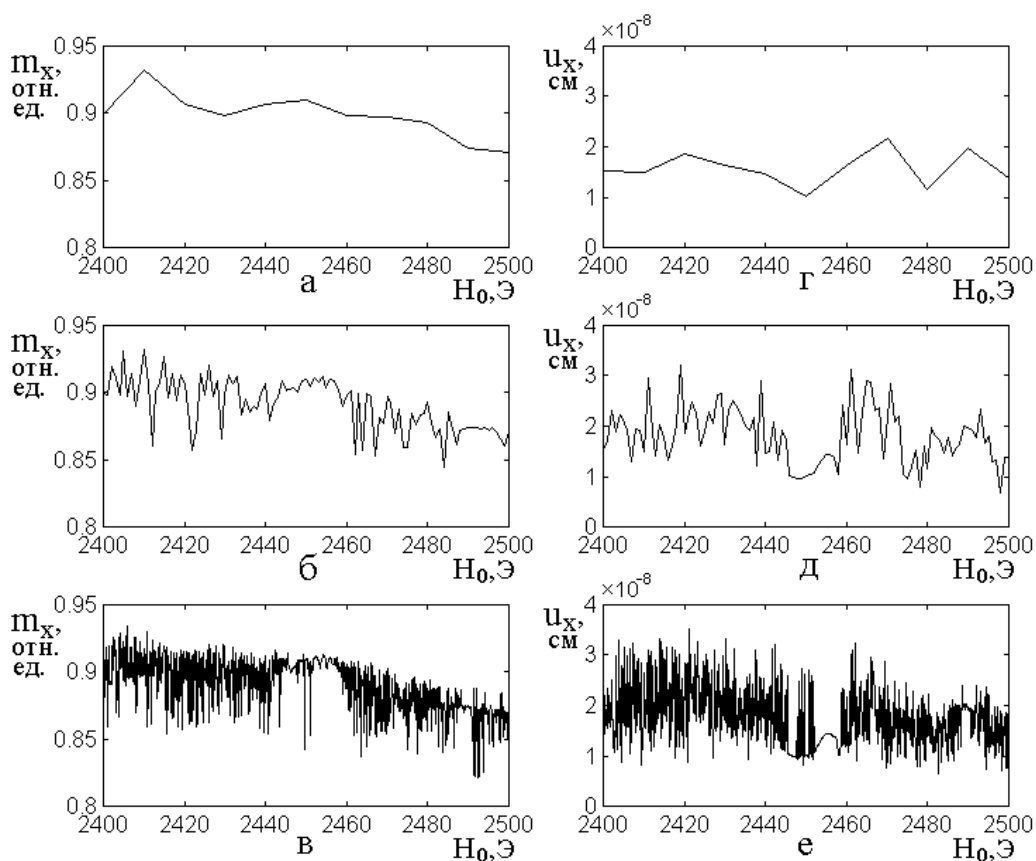


Рис. 15. Зависимости амплитуды магнитных (левый столбец) и упругих (правый столбец) колебаний от постоянного поля при различных значениях шага по полю: а, г – 10 Э; б, д – 1 Э; в, е – 0,1 Э. Нормированная толщина $D_N = 14$.

Амплитуда возбуждения $h_0 = 100$ Э.

Остальные параметры – те же, что на рис. 2.

Проверка показывает, что такое сгущение скачков сохраняется до шага 0,001 Э (дальнейшее уменьшение шага не проводилось, так как это приводит к чрезмерно большому увеличению машинного времени).

Таким образом, характеристика при двухчастотном возбуждении становится все более изрезанной при тех значениях шага, при которых в случае одночастотного возбуждения какое-либо изменение характеристики полностью отсутствует.

Такое поведение полевых зависимостей амплитуды тех и других колебаний говорит об их фрактальном характере [24]. Явление подобно проявлению все больших подробностей извилистости береговой линии Британии при увеличении масштаба географической карты [25].

16. Некоторые замечания относительно природы скачков.

Относительно природы скачкообразного характера полевых зависимостей амплитуды упругих колебаний, резюмируя данные последних разделов, можно отметить, что скачки обусловлены нестационарным характером именно магнитных колебаний, проявляются только при двухчастотном возбуждении на достаточно высоком уровне и имеют фрактальный характер.

Приведем некоторые аналогии с другими явлениями, имеющими нестационарный характер. Так, линия (оггибающая) скачков полевой зависимости упругих колебаний на плоскости «амплитуда – поле» подобна хаотической траектории развертки по времени на плоскости «амплитуда – время» для различных осцилляторов, проявляющих хаотические колебания. Примерами таких осцилляторов можно считать системы Лоренца, Реслера, Спротта, осцилляторы Дуффинга, Ван-дер-Поля и многие другие, с некоторыми из которых можно познакомиться по превосходной книге [26].

В большинстве случаев хаос образуется тогда, когда траектория имеет точку отражения, относительно которой у траектории при малом изменении угла входа происходит большое изменение угла выхода. Такое положение имеет место, например, в различных бильярдах типа бильярда Синая [27, стр.308].

Такой механизм хаоса можно обнаружить в осцилляторе Дуффинга [28, стр.300] на плоскости «координата – потенциал», где потенциал имеет два минимума, так что система перебрасывается из одного минимума в другой хаотическим образом. Тот же механизм действует в системе Лоренца, при выражении в ней потенциала в явном виде [26, стр.55, рис. 3.6]. При этом хаотичность обеспечивается за счет динамического характера потенциала. То есть координата не только совершает в потенциале более или менее регулярные колебания, но и сам потенциал колеблется уже с другой частотой, определяемой величиной амплитуды колебаний координаты (в простейшем случае – квадратом этой амплитуды). При этом для траектории как раз реализуется механизм «малое изменение угла входа – большое изменение угла выхода». Такие колебания в

динамическом потенциале, имеющие хаотический характер, подробно рассмотрены в работах [29–33].

Авторы полагают, что в задаче, рассматриваемой в настоящей работе, можно выделить определенную функцию, играющую роль потенциала и применить тот же аппарат анализа, что и в упомянутых выше работах. Приведенные здесь соображения авторы предлагают любознательному читателю в качестве предмета для размышления, вполне возможно, могущего пролить свет на природу скачкообразного характера полученных в настоящей работе зависимостей.

Заключение.

Рассмотрена задача о нелинейном возбуждении гиперзвуковых колебаний в ферритовой пластине в условиях комбинированного воздействия на двух частотах. В качестве объекта исследования принята схема магнестрикционного преобразователя, выполненного на нормально намагниченной пластине из железоиттриевого граната, возбуждение колебаний в которой осуществляется переменным полем, приложенным в плоскости пластины. Колебания намагниченности, возбуждаемые таким полем на двух частотах, благодаря магнитоупругому взаимодействию, приводят к возбуждению упругих колебаний по толщине пластины. Для осуществления эффективного возбуждения упругих колебаний толщина пластины выбрана таким образом, чтобы частота ее упругого резонанса соответствовала разности частот двух компонент переменного поля. Главное внимание уделено свойствам возбуждаемых упругих колебаний при изменении величины постоянного поля.

В рамках постановки задачи определена ее геометрия и приведены основные параметры материала пластины, возбуждающего и постоянного полей. Записана нелинейная система уравнений движения намагниченности и упругого смещения, для решения которой применен численный метод Рунге-Кутты. Результатом решения являются развертки колебаний по времени, зависимости

амплитуды магнитных и упругих колебаний от поля, а также спектры колебаний в стационарных условиях после окончания процессов релаксации.

Рассмотрено влияние величины постоянного магнитного поля на характер колебаний. Выполнено сравнение амплитудно-полевых характеристик магнитных и упругих колебаний в линейном и нелинейном режимах при толщинах пластины, соответствующих резонансу на центральной и разностной частотах. Показано, что в линейном режиме характеристики как магнитных, так и упругих колебаний имеют вид симметричной резонансной кривой с двумя максимумами, соответствующими полям, для которых выполняются условия ферромагнитного резонанса на обеих частотах возбуждения. При этом изменение толщины пластины на магнитных колебаниях не сказывается, а амплитуда упругих колебаний возрастает в несколько раз при совпадении частоты упругого резонанса пластины с центральной частотой возбуждения. В нелинейном режиме характеристики магнитных колебаний при обоих исследованных значениях толщины имеют форму скошенного треугольника с крутым спадом в сторону меньших полей и пологим в сторону больших, причем вершина треугольника приближается к уровню насыщения колебаний намагниченности, равному единице. Отмечено, что такая характеристика магнитных колебаний соответствует расстроенному механизму ограничения нелинейных колебаний. Характеристика упругих колебаний при толщине пластины, соответствующей резонансу на центральной частоте, в основном, повторяет магнитную с определенным коэффициентом пропорциональности, а при толщине, соответствующей резонансу на разностной частоте, имеет, по крайней мере, на порядок большую амплитуду и сильно изрезанную огибающую. Отмечено, что положение по полю упругой характеристики смещено в сторону меньших полей относительно поля, соответствующего ферромагнитному резонансу на основной частоте.

Отмечено сильное разнообразие зависимостей характера упругих колебаний от поля. В условиях стабилизации, то есть после окончания релаксационных процессов установления, выявлены пять наиболее характерных

режимов колебаний: режим №1 – малоамплитудный хаос; режим №2 – регулярные колебания; режим №3 – несимметричное удвоение периода; режим №4 – симметричное удвоение периода; режим №5 – нерегулярные биения. Для каждого из режимов получены развертки колебаний по времени и приведены соответствующие частотные спектры.

Установлено, что в режиме №1 колебания имеют малую амплитуду, меняющуюся хаотическим образом. Спектр колебаний имеет две четко выраженные линии. Первая линия соответствует частоте, несколько выше разностной, вторая – несколько большей удвоенной разностной, причем разность между линиями спектра как раз соответствует разности частот возбуждения.

В режиме №2 амплитуда колебаний почти на два порядка превышает таковую в режиме №1, причем во времени сохраняется практически постоянной. Спектр имеет одну четко выраженную линию, частота которой соответствует разности частот возбуждения.

В режиме №3 амплитуда колебаний примерно на порядок превышает таковую в режиме №1. Развертка колебаний имеет четко выраженный период, в два раза превышающий период в режиме №2. Форма колебаний в пределах каждого отдельного периода относительно его середины не остается симметричной, а на одном из склонов периода развертки имеет ступенчатый изгиб, несимметричный относительно середины периода. Спектр имеет две четко выраженные линии – главную, приходящуюся на частоту в половину разностной и второстепенную, амплитуда которой в несколько раз меньше амплитуды главной, а частота приходится на третью гармонику частоты главной линии.

В режиме №4 амплитуда колебаний на порядок превышает амплитуду в режиме №1 и около полутора — двух раз больше амплитуды в режиме №3. Развертка колебаний имеет четко выраженный период, в два раза превышающий период в режиме №2. В пределах каждого периода развертка колебаний раздваивается, имея два максимума, симметричные относительно середины периода. Спектр колебаний подобен таковому для режима №3, то есть имеет

такие же две четко выраженные линии на тех же частотах, однако теперь различие амплитуд главной и второстепенной линий уменьшается по сравнению с режимом №4 на величину около двух раз.

В режиме №5 амплитуда колебаний почти на порядок превышает таковую в режиме №1 и приближается к амплитуде в режиме №2. На развертке колебаний довольно четко просматривается малый период, близкий к таковому для регулярных колебаний режима №2. Однако амплитуда резко меняется, по огибающей напоминая биения, причем чередование спадов и максимумов амплитуды имеет нерегулярный характер. Спектр колебаний содержит две близкие по амплитуде линии, расположенные на небольших расстояниях по обе стороны вблизи частоты, соответствующей разности частот возбуждения. Основания каждой из этих линий расщепляются на множество близлежащих хаотически расположенных линий, амплитуда которых более чем на порядок меньше амплитуды основных и быстро спадает по мере удаления от своей основной линии.

Рассмотрено расположение режимов по величине постоянного поля при различных уровнях возбуждения. В качестве частного примера подробно рассмотрено расположение режимов для достаточно высокого уровня возбуждения, при котором четко реализуются все пять режимов. Отмечено, что область высокоамплитудных режимов (№2–№5) ограничена с обеих сторон областями малоамплитудного режима №1. Установлено, что внутри области существования высокоамплитудных режимов наиболее распространенным является обобщенный режим с удвоением периода, как сумма режимов №3 и №4, занимающий около 79%. Следующим по распространенности является режим №5 – нерегулярных биений, на долю которого приходится 13% области. Самым редким является режим №2 – регулярных колебаний, составляющий всего 8% от общего интервала.

Отмечена крайне высокая критичность изрезанности зависимости амплитуды упругих колебаний от постоянного поля, имеющая место при уровне возбуждения, достаточном для реализации расстройного механизма

ограничения колебаний намагниченности. Установлено, что структура амплитудно-полевой характеристики весьма критична к уровню возбуждения и толщине пластины, причем степень критичности достигает долей процента. Однако изменение константы магнитоупругости в ту и другую сторону в несколько раз структуру изрезанности не меняет, а приводит лишь к пропорциональному изменению амплитуды упругих колебаний. В качестве примера приведены амплитудно-полевые характеристики для трех уровней возбуждения, различающихся друг от друга на $\pm 10\%$. Отмечена резко различная структура изрезанности приведенных характеристик.

Из сравнения расположения по полю магнитных и упругих характеристик установлено, что упругие характеристики в целом по полю сдвинуты вниз относительно магнитных, причем низкополевой спад упругих характеристик приходится на такой же спад магнитных характеристик, а высокополевой спад упругих характеристик располагается несколько ниже значения поля, соответствующего ферромагнитному резонансу на центральной частоте. На основе сравнения наблюдаемых амплитудно-полевых характеристик с таковыми при одночастотном возбуждении показано, что отмеченное выше смещение области возбуждения упругих колебаний в сторону меньшего поля обусловлено увеличением амплитуды упругих колебаний при двухчастотном возбуждении именно в этой области, что вызвано резонансом пластины на разностной частоте.

Построена карта режимов на плоскости «переменное поле – постоянное поле» в широком интервале изменения обеих переменных. Приведена схема построения карты на основе пошаговой сетки по обеим координатам. Путем анализа характера колебаний в каждом узле сетки выявлены области существования различных режимов. Построены линии, разграничивающие области существования различных режимов. Установлено, что по постоянному полю высокоамплитудные режимы на карте занимают «криволинейную трапецию», ось которой лежит вдоль координаты «переменное поле», а поперечная ширина вдоль координаты «постоянное поле» по мере увеличения переменного поля увеличивается. Ширина трапеции по постоянному полю

соответствует протяженности той части резонансной кривой области нелинейного ферромагнитного резонанса, которая лежит выше поля, соответствующего резонансу на центральной частоте. Установлено, что по обе стороны по постоянному полю от этой «трапеции» возбуждается низкоамплитудный режим №1 – «малоамплитудный хаос». Сердцевину трапеции составляет полоса, вытянутая вдоль координаты «переменное поле», занимаемая режимом №5 – «нерегулярными биениями». По обе стороны от этой полосы вплоть до границ «трапеции» возбуждаются режимы №3 и №4 – «удвоения периода». Вне трапеции везде имеет место низкоамплитудный режим №1.

Рассмотрены причины и необходимые условия хаотического характера упругих колебаний. Путем сравнения развертки по времени установившихся колебаний намагниченности и упругого смещения при двухчастотном и одночастотном возбуждении показано, что хаотичность колебаний проявляется только при двухчастотном возбуждении, то есть необходимым условием хаотического характера тех и других колебаний является возбуждение именно на двух частотах. Путем сравнения развертки по времени установившихся колебаний намагниченности и упругого смещения при наличии и отсутствии магнитоупругого взаимодействия показано, что причиной хаотического характера упругих колебаний является хаотический характер именно магнитных колебаний, причем магнитные колебания становятся хаотическими только в случае сочетания двухчастотного возбуждения и сильно нелинейного режима. Из полученных результатов сделан вывод, что сильно изрезанный скачкообразный характер зависимости амплитуды упругих колебаний от постоянного поля, имеет в качестве главной первопричины хаотический характер именно магнитных колебаний.

Рассмотрен характер скачков зависимости амплитуды упругих колебаний от постоянного поля. Получены зависимости амплитуды магнитных и упругих колебаний от постоянного поля при различных значениях шага по полю в интервале, где скачкообразная изрезанность проявляется достаточно ярко. При

контрольной проверке для случая одночастотного возбуждения установлено, что уменьшение шага на три порядка, начиная с величины, меньшей ширины линии ферромагнитного резонанса в линейном режиме, к какому-либо изменению формы как магнитных, так и упругих характеристик не приводит. Показано, что при двухчастотном возбуждении такое же уменьшение шага приводит к сильному увеличению изрезанности характеристик, причем величина скачка изрезанности по полю примерно равняется величине шага, а амплитуда при каждом скачке меняется до нескольких раз случайным образом. Отмечено, что такое поведение полевых зависимостей амплитуды тех и других колебаний говорит об их фрактальном характере, причем необходимым условием проявления фрактальности является двухчастотное возбуждение в сочетании с сильно нелинейным режимом.

Приведены некоторые замечания относительно природы скачков. Отмечено, что скачки обусловлены нестационарным характером именно магнитных колебаний, проявляются только при двухчастотном возбуждении на достаточно высоком уровне и имеют фрактальный характер. В качестве аналогии отмечено, что линия (оггибающая) скачков полевой зависимости упругих колебаний на плоскости «амплитуда – поле» подобна хаотической траектории развертки по времени на плоскости «амплитуда – время» для различных осцилляторов, проявляющих хаотические колебания. Отмечено, что в большинстве случаев хаос образуется тогда, когда траектория имеет точку отражения, относительно которой у траектории при малом изменении угла входа происходит большое изменение угла выхода. Отмечено, что подобное поведение траекторий на плоскости «координата – потенциал» имеет место тогда, когда потенциал имеет два минимума, разделенные максимумом, причем сам потенциал имеет динамический характер, то есть зависит от амплитуды колебаний координаты (в простейшем случае определяется квадратом этой амплитуды).

В качестве предмета для развития работы высказано предположение, что в рассматриваемой здесь задаче о двухчастотном возбуждении

магнестрикционного преобразователя можно выделить определенную функцию, играющую роль потенциала, после чего применить тот же аппарат анализа, что и в упомянутых выше задачах для различных осцилляторов другой природы, использующих динамический характер потенциала.

Финансирование.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, частично поддержана грантом РФФИ: № 20-55-53019 ГФЕН_а, грантами РНФ: № 21-72-20048 и № 21-47-00019 и грантом Правительства Республики Коми и РФФИ № 20-42-110004, р_а.

Литература

1. Голямина И.П. *Магнестрикционный преобразователь. Ультразвук. Маленькая энциклопедия.* Москва, Советская энциклопедия. 1979. С.196-200.
2. Kikuchi E. *The ultra-sound converters.* Moscow, Mir. 1972.
3. Golyamina I.P. *Magnetostriction radiators from ferrites. Physics and engineering of powerful ultra-sound. Vol.1. Source of powerful ultra-sound.* Moscow, Nauka. 1967.
4. Штраусс В. *Магнитоупругие свойства иттриевого феррита-граната. Физическая акустика. Т.4Б. Применения физической акустики в квантовой физике и физике твердого тела.* Москва, Мир. 1970. С.241-316.
5. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. *Радиотехника и Электроника.* 2009. Т.54. №7. С.863.
6. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2013. №2. <http://jre.cplire.ru/jre/feb13/10/text.pdf>
7. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Комбинационное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре. *Сборник трудов XXI Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы».* Москва, НИУ МЭИ. 2013. С.164.

8. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе. *Радиотехника и Электроника*. 2014. Т.59. №5. С.482.
9. Ле-Кроу Р., Комсток Р. *Магнитоупругие взаимодействия в ферромагнитных диэлектриках. Физическая акустика. Т.3Б. Динамика решетки*. Москва, Мир. 1968. С.156.
10. Eggers F.G., Strauss W. A UHF delay line using single-crystal yttrium iron garnet. *Journal of Applied Physics*. 1963. V.34. No.4. P.1180.
11. Schlömann E., Joseph R.I. Generation of spin waves in nonuniform magnetic fields. III. Magneto-elastic interaction. *Journal of Applied Physics*. 1964. V.35. №8. P.2382.
12. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейные гиперзвуковые колебания магнестрикционного преобразователя на частотах, кратных частоте возбуждения. Часть 1. Деление частоты возбуждения. *Журнал радиоэлектроники [Электронный журнал]*. 2015. №9. <http://jre.cplire.ru/jre/sep15/4/text.pdf>
13. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейные гиперзвуковые колебания магнестрикционного преобразователя на частотах, кратных частоте возбуждения. Часть 2. Умножение частоты возбуждения. *Журнал радиоэлектроники [Электронный журнал]*. 2015. №10. <http://jre.cplire.ru/jre/oct15/1/text.pdf>
14. Гуревич А.Г. *Ферриты на сверхвысоких частотах*. Москва, Физматлит. 1960.
15. Власов В.С., Плешев Д.А, Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное детектирование магнитоупругих колебаний в режиме амплитудной модуляции. *Журнал радиоэлектроники [Электронный журнал]*. 2019. №3. <http://jre.cplire.ru/jre/mar19/7/text.pdf>
16. Власов В.С., Плешев Д.А, Шавров В.Г., Щеглов В.И. Детектирование частотно-модулированного СВЧ сигнала с помощью магнестрикционного преобразователя. *Журнал радиоэлектроники [Электронный журнал]*. 2020. №7. <http://jre.cplire.ru/jre/jul20/3/text.pdf>

17. Плешев Д.А., Котов Л.Н., Власов В.С., Щеглов В.И. *Преобразование частоты при акустическом резонансе в ферритах*. Сыктывкар, ИПО СыктГУ. 2019.
18. Харкевич А.А. *Основы радиотехники*. Москва. Физматлит. 2007.
19. Власов В.С., Плешев Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвуковых колебаний в ферритовой пластине в условиях комбинированного воздействия на двух частотах. Часть 1. Резонанс на разностной частоте. *Журнал радиоэлектроники* [Электронный журнал]. 2021. №9. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.9.1>
20. Корн Г., Корн Т. *Справочник по математике для научных работников и инженеров*. Москва, Наука. 1973.
21. Потёмкин В.Г. *Система MATLAB. Справочное пособие*. Москва, ДИАЛОГ-МИФИ. 1998.
22. Гуревич А.Г. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*. Москва, Наука. 1973.
23. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. *Магнитные колебания и волны*. Москва, Физматлит. 1994.
24. *Фракталы. Физическая энциклопедия*. Т.5. С.371-372. Москва, Большая Российская Энциклопедия. 1998. 760 с.
25. Мандельброт Б.Б. *Фрактальная геометрия природы*. Москва, Наука. 2004.
26. Кузнецов С.П. *Динамический хаос (курс лекций)*. Москва, Физматлит. 2001.
27. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. *Введение в нелинейную физику*. Москва, Наука. 1988.
28. Карлов Н.В., Кириченко Н.А. *Колебания, волны, структуры*. Москва, Физматлит. 2003.
29. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Анализ автомодуляционных явлений в системе связанных магнитного и упругого осцилляторов на основе модели потенциала. *Журнал радиоэлектроники* [Электронный журнал]. 2015. №6. <http://jre.cplire.ru/jre/jun15/9/text.pdf>

30. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Вынужденные колебания в системе из двух связанных осцилляторов в условиях кубической нелинейности и квадратичной связи. *Журнал радиоэлектроники* [Электронный журнал]. 2020. №8. <http://jre.cplire.ru/jre/aug20/7/text.pdf>
31. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нестационарное запаздывание возбуждения магнитоупругих колебаний в режиме умножения частоты. Часть 1. Динамический потенциал. *Журнал радиоэлектроники* [Электронный журнал]. 2017. №7. <http://jre.cplire.ru/jre/jul17/6/text.pdf>
32. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нестационарное запаздывание возбуждения магнитоупругих колебаний в режиме умножения частоты. Часть 2. Линейная связь. *Журнал радиоэлектроники* [Электронный журнал]. 2017. №8. <http://jre.cplire.ru/jre/aug17/5/text.pdf>
33. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нестационарное запаздывание возбуждения магнитоупругих колебаний в режиме умножения частоты. Часть 3. Нелинейная связь. *Журнал радиоэлектроники* [Электронный журнал]. 2017. №8. <http://jre.cplire.ru/jre/aug17/6/text.pdf>

Для цитирования:

Власов В.С., Плешев Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвуковых колебаний в ферритовой пластине в условиях комбинированного воздействия на двух частотах. Часть 2. Вариация постоянного поля. *Журнал радиотехники* [электронный журнал]. 2021. №10. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.10.9>