

УДК 537.874; 537.624

НЕЛИНЕЙНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ МАГНИТОУПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В РЕЖИМЕ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ

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

¹ Сыктывкарский государственный университет им. Питирима 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 12 марта 2019 г.

Аннотация. Рассмотрены колебания намагниченности в нормально намагниченной тонкой пластине, обладающей магнитоупругими свойствами, происходящие под воздействием амплитудно модулированного переменного поля. В качестве главного предмета рассмотрения избрано детектирование амплитудно модулированного сигнала за счет использования резонансных свойств упругих колебаний магнитной пластины. Выявлены два возможных варианта детектирования – первого и второго порядка, различающиеся продольной и поперечной поляризацией упругих колебаний по толщине магнитной пластины. Отмечено, что главное внимание дальнейшего рассмотрения уделено детектированию второго порядка. Приведены развертки во времени магнитных и упругих колебаний при различных уровнях переменного поля. В соответствии с изменением характера тех и других колебаний по мере увеличения амплитуды переменного поля выделены три режима. Режим №1 – линейный. Упругие колебания пластины при любой ее толщине происходят точно на частоте переменного поля. Амплитуда упругих колебаний крайне мала и резонансные свойства пластины не проявляются. Режим №2 – умеренно нелинейный. При точной настройке толщины пластины на частоту сигнала модуляции, в пластине возбуждаются интенсивные упругие колебания на частоте модуляции, то есть происходит эффективное детектирование исходного сигнала. Амплитуда колебаний превосходит амплитуду таковых в линейном режиме на несколько порядков. Режим №3 –

сильно нелинейный. Колебания намагниченности становятся неустойчивыми, приобретая близкую к хаотической составляющую. Детектирование исходного сигнала по-прежнему имеет место и амплитуда упругих колебаний растет, однако протектированный сигнал теряет чистоту, обогащаясь более высокочастотными гармониками. Рассмотрены зависимости амплитуд колебаний намагниченности и упругого смещения от амплитуды переменного поля. Показано, что по мере увеличения переменного поля амплитуда колебаний намагниченности сначала растет, после чего насыщается, что соответствует развороту конуса прецессии до полного круга. При дальнейшем увеличении переменного поля колебания намагниченности становятся неустойчивыми, вектор намагниченности хаотическим образом выходит из плоскости, формируя сильную составляющую вдоль направления постоянного поля. Амплитуда упругих колебаний по мере увеличения переменного поля растет двухступенчатым образом. Первая ступень имеет место при стабильных колебаниях намагниченности, вторая – после перехода намагниченности к нестационарным колебаниям. В обоих случаях рост амплитуды упругих колебаний имеет квадратичную зависимость от амплитуды переменного поля, однако в пределах первой ступени числовой коэффициент при квадрате переменного поля на два порядка превышает таковой для второй ступени. Для выявления роли поляризации возбуждающего поля рассмотрены случаи круговой и линейной поляризации при низком и высоком уровнях возбуждения. Показано, что в случае круговой поляризации параметрический портрет колебаний намагниченности при любом уровне возбуждения представляет собой правильную окружность. В случае линейной поляризации при высоком уровне возбуждения портрет представляет собой совокупность двух эллипсов, по концам больших осей соединенных перемычками, на общем портрете образующими перетяжку. Рассмотрено соотношение осей параметрического портрета для намагниченности при увеличении амплитуды переменного поля. Отмечено, что по характеру деформации параметрического портрета можно выделить три критических поля. Первое критическое поле

соответствует началу отклонения формы портрета от правильной окружности и формированию эллипса. Второе критическое поле соответствует началу образования перетяжки между широкими образующими эллипса. Третье критическое поле соответствует смыканию противоположных сторон перетяжки и образованию двух отдельных эллипсов, соединенных периферическими перемычками. Показано, что первое и второе критические поля соответствуют границам между режимами №1 и №2 (первое), а также между режимами №2 и №3 (второе). Третье критическое поле приходится на область развившегося режима №3, где развертка колебаний намагниченности во времени имеет хаотический характер. Показано, что выделение частоты модуляции при детектировании второго порядка происходит за счет квадратичности продольной компоненты намагниченности. Отмечен факт резкого (до плюс бесконечности) увеличения упругого смещения при достаточно высоком (пороговом) уровне возбуждения, интерпретированный как механическое разрушение магнитной пластины. Рассмотрены особенности процесса детектирования в случае несимметричности постоянного поля, то есть при его отклонении от нормали к плоскости пластины. Показано, что возникающая при этом поперечная составляющая переменной намагниченности, складываясь с действием исходного переменного поля, приводит к резкому увеличению эффективности процесса детектирования (на порядок и более). Исследованы зависимости размаха колебаний упругого смещения на частоте модуляции от амплитуды переменного поля при различных значениях поперечной составляющей постоянного поля. Показано, что при всех значениях поперечного постоянного поля вплоть до предела статической переориентации зависимость амплитуды упругого смещения от амплитуды переменного поля в двойном логарифмическом масштабе представляет собой прямую линию. Отмечено, что наблюдаемая зависимость в области режима №3 имеет фракталоподобный характер. Рассмотрено влияние поперечной компоненты постоянного поля на размах упругих колебаний. Показано, что размах упругих колебаний по мере увеличения поперечной

компоненты постоянного поля, в основном, увеличивается. Рассмотрены некоторые дополнительные особенности процесса установления непрерывного во времени режима упругих колебаний в условиях небольшого отклонения постоянного поля от нормали к плоскости пластины. Отмечено, что в режиме №3 при некоторых значениях уровня возбуждения упругие колебания являются сильно нестационарными, так что их амплитуда меняется хаотическим образом. Другой особенностью процесса установления упругих колебаний является нестационарная задержка во времени до достижения полностью регулярного характера колебаний. Отмечена аналогия наблюдаемой задержки установления упругих колебаний с нестационарным запаздыванием возбуждения магнитоупругих колебаний в режиме умножения частоты. В режиме №2 рассмотрены особенности процесса детектирования при изменении частоты модуляции. Отмечено, что при точном совпадении частоты модуляции с частотой собственного резонанса упругой системы упругие колебания происходят точно на частоте модуляции и имеют синусоидальный характер. При отстройке частоты модуляции от частоты упругого резонанса на единицы процентов период упругих колебаний возрастает в несколько раз и форма их сильно отличается от синусоидальной, принимая вид многократно чередующихся максимумов и минимумов различной амплитуды. Исследован спектр упругих колебаний при отстройке частоты модуляции от частоты резонанса упругой системы, для чего выполнен их гармонический анализ на промежутке времени, равном одному периоду колебаний в случае расстройки. Получены Фурье-спектры разверток колебаний для случаев отсутствия и наличия расстройки, нормированные на амплитуду максимальной составляющей спектра. Отмечено, что при совпадении частоты модуляции с резонансной частотой упругой системы в спектре преобладает составляющая на частоте модуляции. Показано, что отстройка частоты модуляции от частоты резонанса упругой системы на единицы процентов приводит к падению амплитуды упругих колебаний на частоте модуляции более чем на порядок и многократному росту амплитуды таких колебаний на комбинационных

частотах, находящихся в дробном отношении с частотой модуляции. Кратко перечислены основные задачи, следующие из проведенного рассмотрения, могущие составить предмет для дальнейших исследований.

Ключевые слова: магнитоупругие колебания, нелинейное детектирование, амплитудная модуляция.

Abstract. It is investigated the oscillations of magnetization in normal magnetized thin ferrite plate having magnetoelastic properties which is subjected to influence of amplitude modulated alternating field. As a main subject of investigation it is chose the detection of amplitude modulated signal by the using the resonance properties of magnetic plate elastic oscillations. It is found two possible versions of detection – first and second orders which are differed by longitudinal and transverse polarization of elastic oscillations through the thickness of magnetic plate. It is announced that the main attention of further investigation is allotted to detection of second order. It is showed the time-evolutions of magnetic and elastic oscillations by different levels of alternate magnetic field. In connection with the variations of both oscillations character when the alternate field amplitude is increased it is selected three regimes. Regime №1 – linear. The elastic oscillations of plate by any its thickness occur exactly on the frequency of alternate field. Amplitude of elastic oscillations iv very small and resonance properties of plate is not realized. Regime №2 – moderately nonlinear. By the exactly tuning of plate thickness on frequency of modulation signal in plate is excited the intensive elastic oscillations on the frequency of modulation. In this case the effective detection of initial signal take place. The amplitude of oscillations surpasses the amplitude of oscillations in linear regime on several orders. Regime №3 – powerfully nonlinear. The oscillations of magnetization is unstable having similar to chaotic component. The detection of initial signal as before take place and amplitude of elastic oscillations as before increased but the post-detected signal loses the cleanliness and enriches by high-frequency harmonics. It is investigated the dependence of magnetization oscillation and elastic displacement amplitude on alternate field amplitude. It is shown that by increasing of alternate field the magnetization amplitude at first increase after those saturated which is correspond

to the heaving of precession cone to the whole circle. By further increasing of alternate field the magnetization oscillations become nonlinear and magnetization vector chaotic type goes out of plane forming the power component along the constant field. The elastic oscillation amplitude by alternate field increasing also increased by two-steps manner. The first step take place by stable magnetization oscillations and second step take place after the magnetization oscillations becomes un-stationary. In both cases the amplitude increasing has quadratic dependence from alternate field amplitude. But in the first step the numerical coefficient of alternate field square increases this coefficient for second step above two orders. For to show the role of exciting field it is investigated the circle and linear polarization cases by low and high excitation levels. It is shown that in the case of circle polarization the parametrical portrait of magnetization oscillations by any excitation level presents itself as correctly circumference. In the case of linear polarization by high excitation level the portrait presents itself as combination from two ellipses which large axis are connected by cross-pieces on the whole portrait forms the binding. It is investigated the correlation between the parametric portrait axis for magnetization during the increasing of alternate field amplitude. It is found that by the character of parametric portrait deformations it is possible to select three critical fields. The first critical field correspond to beginning of portrait configuration deflection from correctly circumference and forming the ellipse. The second critical field correspond to beginning the binding formation between broad rounding of ellipse. The third critical field correspond to contacting of opposite binding sides and forming two separate ellipses which are connected by outlying cross-pieces. It is shown that the first and second critical fields correspond to boundaries between №1 and №2 regimes (first) and also between №2 and №3 regimes (second). The third critical field fits to region of developed regime №3 where the time-evolutions of magnetization oscillations has chaotic character. It is shown that the extraction of modulation frequency by second order detection take place from quadratic transformation of longitudinal magnetization component. It is established the fact of sharp (to infinity) increasing of elastic displacement by the sufficient high (threshold) excitation level which is

interpreted as mechanical destruction of magnetic plate. It is investigated the detection process peculiarity in the case of non-symmetry the constant field so as deflection its direction from the normal direction to surface of magnetic plate. It is shown that the origin in this case the cross component of alternate magnetization adding with action of initial alternate field bring to sharp increasing of detection process (to one order and more). It is investigated the dependencies of elastic oscillations swings on modulation frequency from alternate field amplitude by different values of cross component of the constant field. It is shown that by all values of constant field right until static reorientation the dependence of elastic displacement amplitude from the alternate field amplitude in double logarithmic scale presents itself straight line. It is established that the observed dependence has fractal-similar character. It is investigated the influence of cross constant field component on the swing of elastic oscillations. It is shown that the swing of elastic oscillations when the cross component of constant field is increased also in principal is increased. It is investigated some additional peculiarities of process of continuous in time regime establishment elastic oscillations in conditions of small deflection constant field direction from normal to the plate surface direction. It is found that in regime №3 by some values of excitation level the elastic oscillations are powerful non-stationary and its amplitude varies by chaotic manner. The other peculiarity of elastic oscillations establishment is non-stationary time-delay before the whole regular character of oscillations. It is established the analogy of observed elastic oscillations time-delay with non-stationary time-delay of excitation of magneto-elastic oscillations in frequency multiplication regime. In regime №2 it is investigated the peculiarity of detection process by the varying of modulation frequency. It is found that by exactly combination of modulation frequency with elastic system resonant frequency the elastic oscillations take place exactly on modulation frequency and has sinusoidal character. When the difference between the modulation frequency and elastic resonance frequency about several percents take place the period of elastic vibrations increased on several times and its configuration has large difference from sinusoidal character having repeatedly interchange maxima and minima having

different amplitudes. It is investigated the spectrum of elastic oscillation by the differentiation between both modulation and elastic resonance frequencies. For this aim the harmonic analysis of these oscillations is executed in the time-interval which is equal to one period of oscillations when frequency differentiation takes place. It is found the Fourier-spectrum of time-evolutions elastic oscillations for the cases of take place and absence of frequency differentiation which is normalized to the most amplitude of spectrum components. It is found that by the both modulation and resonance frequencies equality in the spectrum is predominates the component of the modulation frequency.

It is shown that the frequency differentiation from the elastic system resonance frequency to some units of percents brings to decreasing of elastic vibrations on the modulation frequency more then order value and large number value increasing of oscillations vibrations on combination frequencies which are in fractional relation to modulation frequency. In brief is enumerated the essential tasks which are follows from described investigation and may be serve objects for further investigations.

Key words: magnetoelastic oscillations, nonlinear detection, amplitude modulation.

Введение

Возбуждение ультразвуковых колебаний с помощью магнитострикционных преобразователей [1-4] находит широкое применение в гидроакустике, дефектоскопии, ультразвуковой технике, а также в обработке аналоговой информации в диапазоне СВЧ [1-4]. Весьма перспективным материалом для преобразователей является железиттриевый гранат (ЖИГ), добротность акустических резонаторов на котором достигает 10^7 и более. Основным направлением использования ЖИГ в технике обработки информации является создание генераторов гиперзвуковых колебаний и высокоэффективных линий задержки [5-10]. В последнее время значительное внимание исследователей привлекает возбуждение спиновых волн за счет магнитоупругости в схеме «накачки-зонда» при воздействии на ферритовую пленку мощным импульсом свет от фемтосекундного лазера [11-17].

Достаточно подробный обзор необходимых исследований можно найти, например, в программной работе [18].

Однако в настоящее время остается в тени вопрос о приеме и регистрации таких волн, в первую очередь в выделении из СВЧ сигнала материалов передаваемого сообщения. В традиционной радиотехнике такая задача решается путем детектирования на нелинейном элементе (полупроводниковый диод, радиолампа), обладающем квадратичной вольт-амперной характеристикой [19-21]. Однако в СВЧ диапазоне эффективность таких детекторов из-за их значительной междуэлектродной емкости получается крайне невысокой, что понуждает искать для детектирования СВЧ другие способы.

Первые попытки использования эффекта магнитоупругости для детектирования СВЧ сигнала относятся еще к середине 20 века [22-24]. Однако эффективность первых магнитоупругих детекторов была крайне невысокой из-за мешающего действия параметрически возбуждаемых обменных спиновых волн, оттягивающих на себя и обращающих в шум всю энергию передаваемого сигнала [25-28]. В работах [29-32] было показано, что возбуждения таких волн можно избежать в геометрии нормально намагниченной тонкой пластины, где частота ферромагнитного резонанса приходится на дно спектра спиновых волн, так что их возбуждение исключается. При этом возникает возможность реализации сильно нелинейного возбуждения магнитных колебаний с углом раскрытия прецессии до 20-40 градусов [33]. В работах [34-37] показано, что мощность гиперзвука, возбуждаемого в нелинейном режиме, может превышать таковую при линейном возбуждении более чем на два-три порядка.

Реализация нелинейных колебаний в магнитострикционном преобразователе позволяет надеяться на возможность использования такого режима для детектирования передаваемого сигнала. То есть задача состоит в том, чтобы из СВЧ сигнала, промодулированного низкочастотным сигналом, выделить такой модулирующий сигнал в чистом виде.

Настоящая работа посвящена рассмотрению эффекта детектирования с

помощью магнитострикционного преобразователя в упомянутой геометрии, позволяющей реализовать сильно нелинейный режим преобразования колебаний.

1. Геометрия задачи

Геометрия задачи, совпадающая с принятой в [34], показана на рис.1. Плоскопараллельная пластина толщины d , обладает магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами. Материал пластины имеет кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100) которой совпадает с плоскостью пластины.

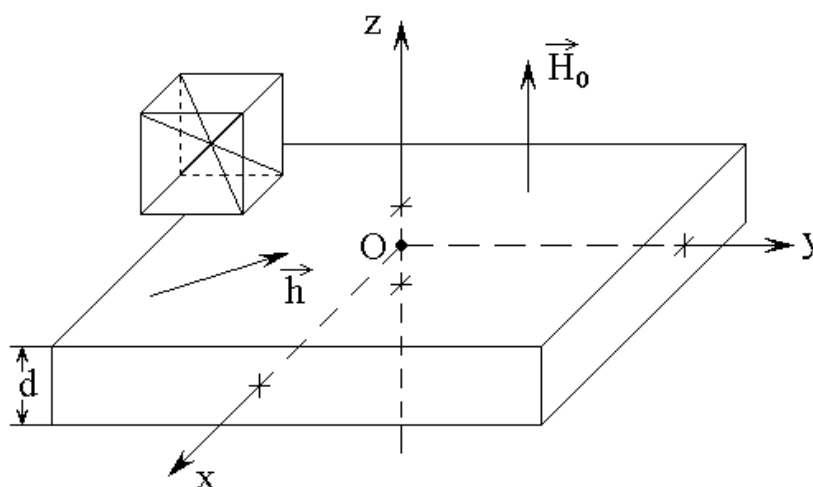


Рис.1. Геометрия задачи. Слева – схема кристаллографической ячейки.

Внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0 приложено перпендикулярно плоскости пластины, переменное магнитное поле \vec{h} действует в плоскости пластины. 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 $z = \pm d/2$.

2. Плотность энергии и детектирование первого и второго порядков

Положим полную плотность энергии пластины U в поле $\vec{H} = \{h_x; h_y; H_0\}$, где $h_{x,y} \gg H_0$, равной сумме плотностей магнитной,

упругой и магнитоупругой энергий [4, 34, 38, 39]:

$$\begin{aligned}
 U = & -M_0 h_x m_x - M_0 h_y m_y - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 + \\
 & + \frac{1}{2} c_{11} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + c_{12} (u_{xx} u_{yy} + u_{yy} u_{zz} + u_{zz} u_{xx}) + \\
 & + 2c_{44} (u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) + B_1 (m_x^2 u_{xx} + m_y^2 u_{yy} + m_z^2 u_{zz}) + \\
 & + 2B_2 (m_x m_y u_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_z m_x u_{zx}) \quad (1)
 \end{aligned}$$

где: $\vec{m} = \vec{M}/M_0$ – нормированный вектор намагниченности, M_0 – намагниченность насыщения; c_{11} , c_{12} , c_{44} – константы (модули) упругости; B_1 , B_2 – константы магнитоупругого взаимодействия.

В этом выражении компоненты тензора деформаций равны [38]:

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right), \quad (2)$$

где u_i – компоненты упругого смещения при $i = x, y, z$, x_i – координаты x, y, z .

Приведенное выражение для плотности энергии позволяет в заданной геометрии получить уравнения движения и граничные условия для намагниченности и упругого смещения. Однако так поставленная задача крайне громоздка, поэтому для упрощения дальнейшего решения, следуя [34], сделаем два предположения.

Во-первых, будем считать, что прецессия намагниченности в пластине является однородной, то есть от координат не зависит.

Во-вторых, предположим, что продольные колебания вдоль оси Oz с намагниченностью не связаны, то есть можно полагать $u_z = 0$.

В работе [34] отмечено, что первое из этих предположений правомерно благодаря однородности постоянного поля внутри нормально намагниченной плоскопараллельной пластины [22, 40].

Второе, вообще говоря, в определенной степени ограничивает рассматриваемую задачу. Так, из рассмотрения исключаются продольные волны, распространяющиеся вдоль оси Oz . Следует заметить, что в ранних работах по детектированию [22-24], выполненных в геометрии аксиально намагниченного длинного стержня, протяженного вдоль оси Oz , рассматривалось возбуждение именно таких волн, обусловленное квадратичной нелинейностью z -компоненты вектора намагниченности.

За возбуждение продольных волн отвечает слагаемое в выражении для плотности энергии, имеющее в качестве коэффициента магнитоупругой связи константу B_1 . В то же время, кроме продольных, возможно возбуждение поперечных волн, магнитоупругая связь для которых обусловлена константой B_2 . При этом условие $u_z = 0$ выполняется, однако квадратичность z -компоненты намагниченности в возбуждении таких волн не участвует. Поэтому процесс детектирования за счет этой компоненты не реализуется. Однако, как будет показано далее, эффект детектирования на поперечных волнах также имеет место, однако требуя для себя более высокого уровня возбуждающего сигнала.

Для разграничения обоих эффектов и определенности терминологии будем называть процесс детектирования, использующий продольные волны, детектированием первого порядка, а использующий поперечные волны – детектированием второго порядка.

Уровень возбуждения, требуемый для заметного проявления квадратичности z -компоненты вектора намагниченности довольно низок и соответствует амплитуде переменного поля порядка единиц эрстед. При этом, однако, в геометрии аксиально намагниченного стержня может происходить параметрическое возбуждение обменных волн, мешающее процессу детектирования. В рассматриваемой здесь геометрии (рис.1) возбуждение обменных волн исключается, поэтому уровень возбуждения может быть значительно выше, что, как показано далее, для достаточно эффективного детектирования второго порядка, является необходимым требованием.

Настоящая работа посвящена рассмотрению детектирования именно второго порядка, поэтому в выражении для плотности энергии (1) константа магнитоупругой связи B_I полагается равной нулю, а все другие слагаемые остаются без изменений.

Замечание. Процесс детектирования первого порядка применительно к геометрии нормально намагниченной тонкой пластины (рис.1) в известной авторам литературе не описан, поэтому его рассмотрение авторы оставляют в качестве задачи для отдельного исследования.

3. Основные уравнения и граничные условия

При принятых в предыдущем разделе предположениях, аналогично [34] получаем полную систему уравнений и граничных условий:

уравнения для нормированных на намагниченность насыщения M_0 компонент намагниченности $m_{x,y,z}$:

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

где γ – гиромагнитная постоянная, α – параметр магнитного затухания, а уравнения для m_y и m_z получаются циклической перестановкой x, y, z ;

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

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

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

граничные условия:

$$c_{44} \frac{\partial u_{x,y}}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_{x,y} m_z, \quad (5)$$

где B_2 – константа магнитоупругого взаимодействия.

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

$$H_x = h_x + H_{ax}; \quad (6)$$

$$H_y = h_y + H_{ay}; \quad (7)$$

$$H_z = H_0 - 4\pi M_0 m_z + H_{az}, \quad (8)$$

где H_0 – внешнее постоянное поле, $h_{x,y}$ – компоненты внешнего переменного

поля, а компоненты полей $H_{ax, ay, az}$ имеют вид:

$$H_{ax} = -\frac{B_2}{M_0} \left[m_y \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + m_z \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) \right], \quad (9)$$

при этом H_{ay} и H_{az} получаются из (9) циклической перестановкой x, y, z .

Рассматриваемая далее задача является сильно нелинейной, поэтому для обеспечения необходимого количества гармоник поляризация переменного поля должна быть линейной, так что компоненты переменного поля имеют вид:

$$h_x = h_{0x} \cdot \sin(2\pi f t), \quad h_y = 0. \quad (10)$$

Введем амплитудную модуляцию в классическом виде [16]:

$$h_x = h_{0x} [1 + A_m \sin(2\pi F t)] \sin(2\pi f t), \quad (11)$$

где A_m – коэффициент модуляции. Для неискаженной передачи сигнала должно быть $A_m \leq 1$.

4. Основные параметры задачи

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. Поле $H_0 = 2750$ Э. При этом частота

ферромагнитного резонанса (ФМР) при $\gamma = 2,8 \text{ МГц Э}^{-1}$ равнялась 2800 МГц. Частота сигнала модуляции – 280 МГц. Толщина пластины d соответствовала первой моде упругого резонанса на частоте модуляции и равнялась 6,865 мкм. Амплитуда переменного поля h_{0x} составляла от 10 до 10000 Э. Коэффициент модуляции A_m в большинстве случаев равнялся единице (стопроцентная модуляция). Параметры затухания магнитной и упругой подсистем были выбраны равными $\alpha = 0,02$, $\beta = 2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Такой выбор был обусловлен тем, чтобы времена релаксации обеих систем были порядка $(1-2) \cdot 10^{-8} \text{ с}$, при которых возбуждение собственных колебаний заканчивалось в течение нескольких начальных периодов и не мешало наблюдению вынужденных.

5. Схема формирования амплитудно-модулированного сигнала

Схема формирования амплитудно-модулированного переменного поля h_x (сигнала), совпадающая с чисто классической [19-21], показана на рис.2.

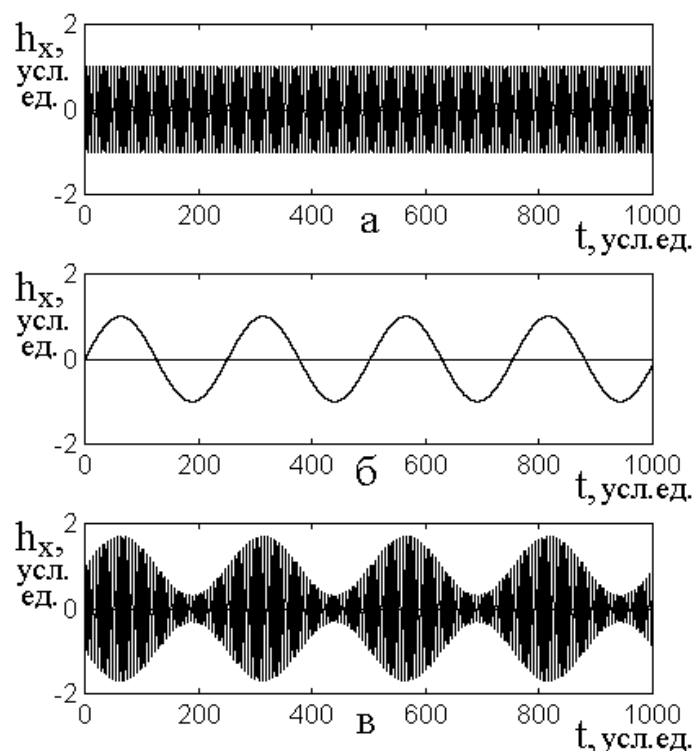


Рис.2. Схема формирования модулированного сигнала при коэффициенте модуляции $A_m = 0,7$. Масштаб по осям – условный.
 а – исходный немодулированный сигнал (несущий); б – сигнал модуляции;
 в – результирующий промодулированный сигнал.

Под воздействием сигнала модуляции (б) из исходного (несущего) сигнала (а), имеющего постоянную амплитуду, образуется сигнал, амплитуда которого меняется по синусоидальному закону (в). Такой сигнал в виде переменного поля h_x используется в заданной геометрии (рис.1) для возбуждения прецессии намагниченности.

При приведенных параметрах система уравнений с граничными условиями (4)-(11), подобно [34], по общей схеме, приведенной в [41], решалась методом Рунге-Кутты четвертого порядка [42]. Следующие разделы посвящены описанию результатов полученного решения.

6. Иллюстрация процесса детектирования

Процесс детектирования состоит в выделении из высокочастотного сигнала, амплитуда которого промодулирована низкочастотным сигналом, собственно модулирующего сигнала в возможно более чистом виде.

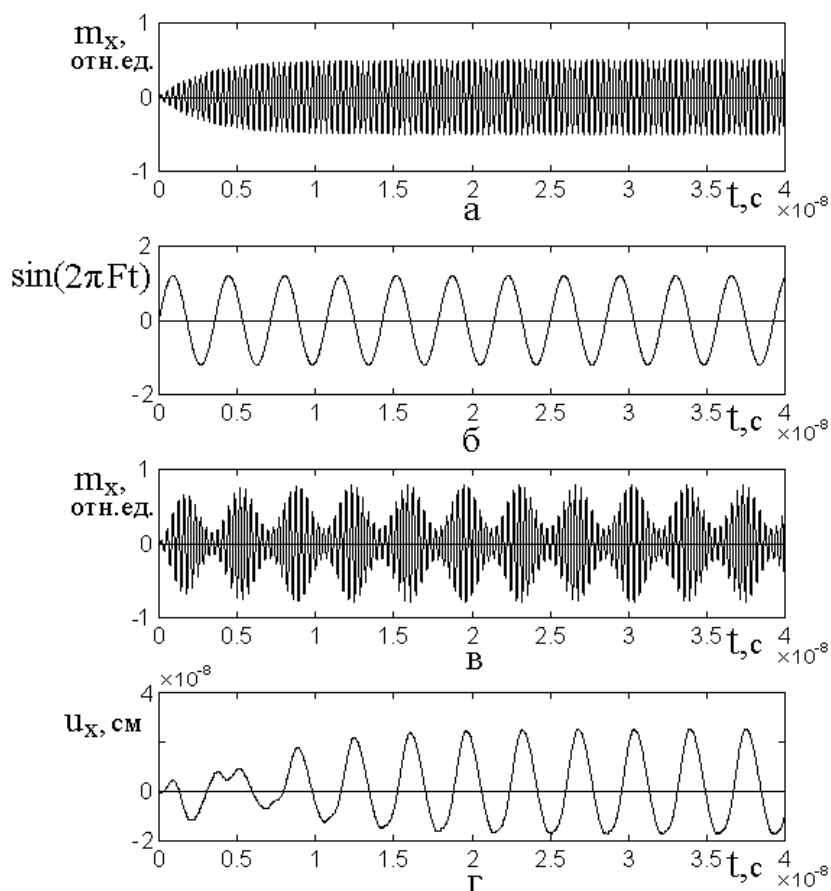


Рис.3. Иллюстрация процесса детектирования. Масштаб на рисунке условный.
 а – компонента намагниченности без модуляции; б – сигнал модуляции;
 в – компонента намагниченности после модуляции; г – компонента упругого смещения.

Общая схема процесса детектирования представлена на рис.3. поляризация возбуждающего поля предполагается линейной вдоль оси Ox , поэтому на рисунке представлены x -компоненты нормированной намагниченности и упругого смещения.

На рис.3а представлена развертка во времени компоненты намагниченности в отсутствие модуляции. Ее амплитуда, после окончания процесса релаксации, то есть после времени $0,6 \cdot 10^{-8}$ с, остается постоянной. В результате воздействия модулирующего сигнала (рис.3б) амплитуда намагниченности меняется синхронно с сигналом модуляции (рис.3в). В результате детектирования упругие колебания, после установления, обусловленного релаксацией, приобретают вид синусоиды, также синхронной с сигналом модуляции (рис.3г).

7. Общий характер процесса детектирования

Теперь, после рассмотрения общей схемы эффекта детектирования, перейдем к описанию его проявлений в рамках рассматриваемой задачи.

Предварительное исследование показало, что описанное выше достаточно эффективное детектирование происходит только при линейной модуляции переменного поля. Вообще говоря, при круговой поляризации детектирование также наблюдается, однако амплитуда продетектированного сигнала при этом получается на два порядка меньшей, чем при линейной поляризации. То есть для эффективного детектирования можно считать линейную поляризацию возбуждающего поля принципиально необходимой, поэтому далее рассматривается именно линейная поляризация.

Поскольку процесс детектирования является существенно нелинейным, представляет интерес качественно проследить за его характером по мере увеличения амплитуды возбуждающего поля.

Рассмотрим рис.4, где показаны развертки во времени магнитных и упругих колебаний при различных амплитудах переменного поля. В их характере по мере увеличения поля можно выделить три режима. Рассмотрим их по очереди.

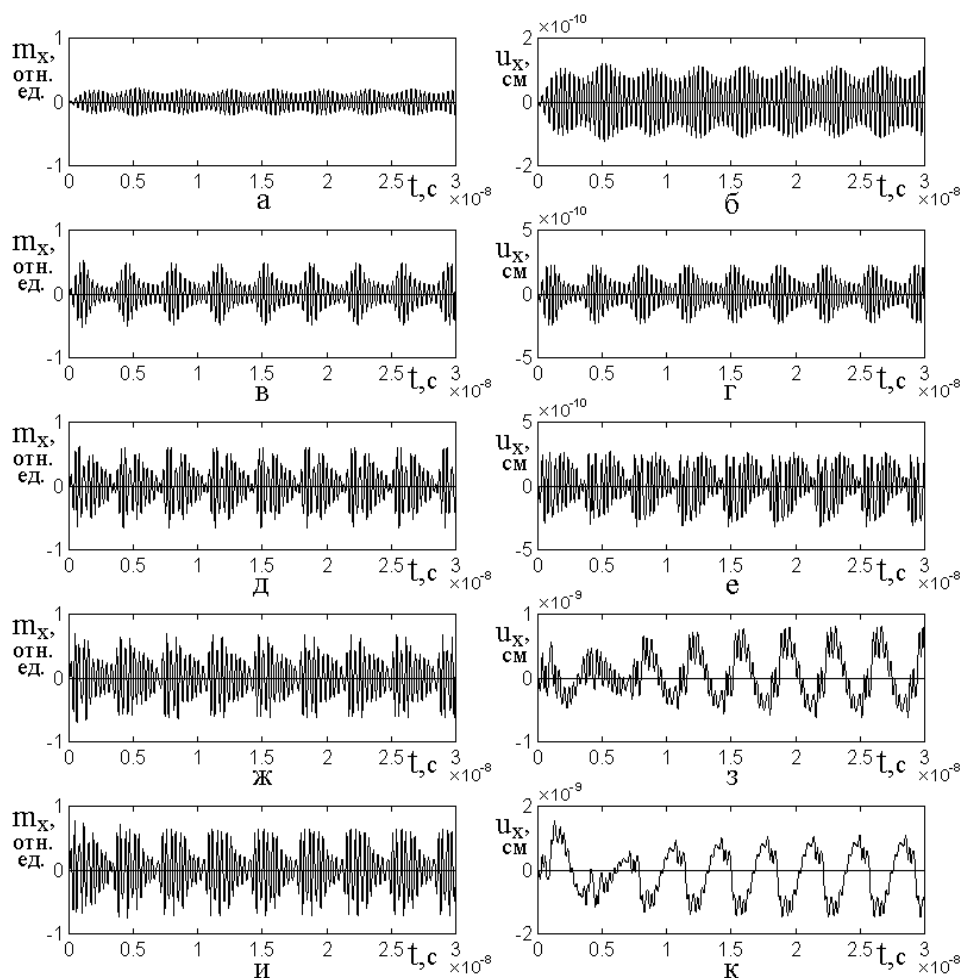


Рис.4. Развертки во времени магнитных (левый столбец) и упругих (правый столбец) колебаний при изменении амплитуды переменного поля: а,б – 10Э; в,г – 50 Э; д,е – 100 Э; ж,з – 200 Э; и,к – 300 Э; л,м – 400 Э; н,о – 800Э; п,р – 1600 Э; с,т – 3200 Э; у,ф – 6400 Э.

Коэффициент модуляции $A_m = 1$, остальные параметры указаны в разделе 4.

Режим №1 – линейный (рис.4а – рис.4е), амплитуда поля от нуля до 100 Э. В этом режиме упругие колебания пластины при любой ее толщине происходят точно на частоте переменного поля, в основном повторяя амплитуду колебаний переменного поля. Амплитуда таких упругих колебаний крайне мала и при амплитуде поля порядка 1 Э составляет менее 10^{-14} см. То же происходит в том числе и при толщине пластины, соответствующей резонансу на частоте модуляции, то есть резонансные свойства пластины сигнал модуляции никак не выделяют.

Режим №2 – умеренно нелинейный (рис.4ж – рис.4о), амплитуда поля от 100 до 800 Э. При увеличении амплитуды переменного поля до 100-200 Э в

спектре упругих колебаний начинают присутствовать гармоники частоты модуляции и колебания приобретают вид нестационарных биений с преобладанием частоты основного сигнала. Амплитуда колебаний по сравнению с линейным режимом увеличивается примерно на порядок, однако оставаясь довольно малой. Если при этом толщина пластины выбирается равной резонансной на частоте модуляции, то в упругих колебаниях становится сильно заметной составляющая на частоте модуляции, так что осевая линия колебаний на частоте возбуждения смещается вверх и вниз синхронно с сигналом модуляции. Амплитуда такого смещения увеличивается и достигает величины порядка 10^{-9} см.

При увеличении амплитуды переменного поля до 400 Э и более, при точной настройке толщины пластины на частоту сигнала модуляции, в пластине возбуждаются интенсивные упругие колебания на частоте модуляции без заметной примеси колебаний частоты возбуждения. То есть имеет место весьма эффективное детектирование исходного сигнала, состоящее в выделении из его спектра частоты модуляции в чистом виде. Амплитуда таких продетектированных колебаний достигает 10^{-8} см, то есть превосходит амплитуду возбуждения в линейном режиме на несколько порядков.

Режим №3 – сильно нелинейный (рис.4п – рис.4ф), амплитуда поля от 800 Э и более. При дальнейшем увеличении амплитуды поля выше 800 Э и более, то есть в очень сильно нелинейном режиме, амплитуда колебаний намагниченности насыщается, приближаясь к величине намагниченности насыщения, то есть раскрыв конуса прецессии становится близким к 90 градусам и прецессия намагниченности происходит уже в плоскости пластины. При этом магнитные колебания становятся неустойчивыми, приобретая близкую к хаотической составляющую. Детектирование исходного сигнала по-прежнему имеет место, однако продетектированный сигнал теряет чистоту, обогащаясь более высокочастотными гармониками, в результате чего синусоида искажается, приобретая «изломанный» характер, а при амплитуде

поля более 5000 Э ее амплитуда становится нестационарной. Однако амплитуда упругих колебаний по-прежнему растет, достигая 10^{-7} см и более.

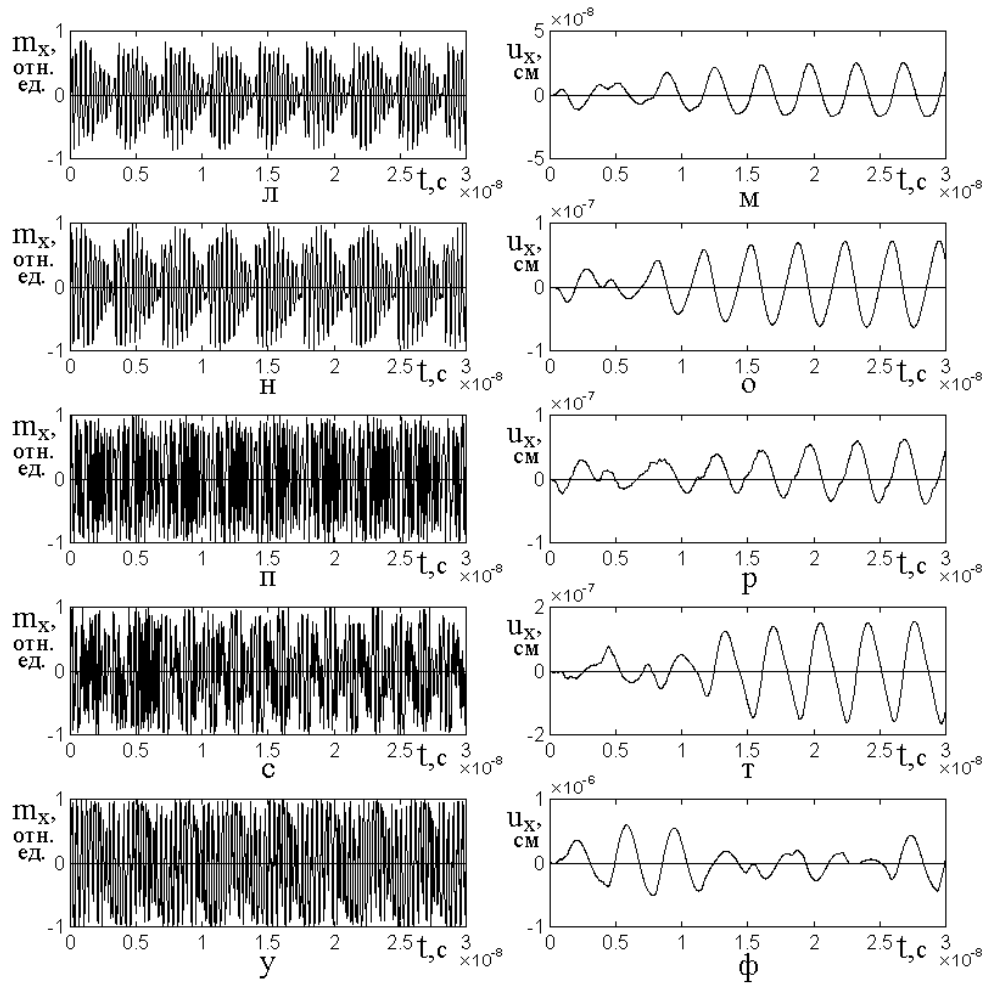


Рис.4. Продолжение.

Рассмотренные режимы относятся к точному совпадению частоты собственных упругих колебаний пластины с частотой модуляции. При некоторой отстройке толщины пластины от величины, соответствующей резонансу на частоте модуляции, упругие колебания остаются довольно сильными, однако в них появляются заметные составляющие второй, третьей и более высоких гармоник, а также с небольшой амплитудой появляется составляющая на частоте исходного возбуждения. То есть условием эффективного детектирования можно считать возможно более точную настройку собственной частоты упругих колебаний пластины на частоту модуляции. Некоторые особенности детектирования при относительной

расстройке частот модуляции и резонансной для упругих колебаний кратко рассмотрены далее в разделах 19, 20.

8. Зависимости амплитуд колебаний намагниченности и упругого смещения от переменного поля

Из рис.4 видно, что по мере увеличения переменного поля амплитуда колебаний как намагниченности, так и упругого смещения изменяется. Рассмотрим зависимости этих амплитуд от поля более подробно, для чего обратимся к рис.5. Как и прежде будем следить за x -компонентами намагниченности и упругого смещения.

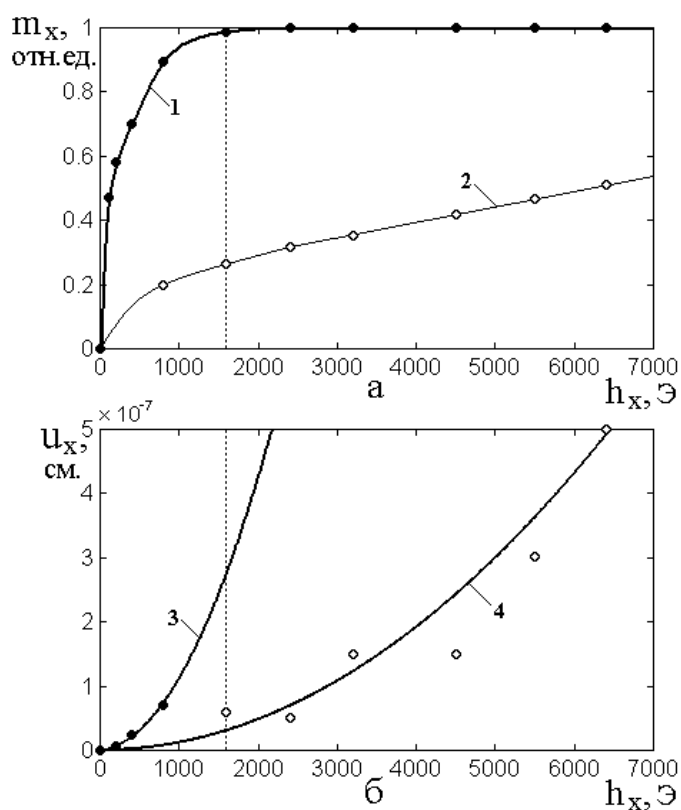


Рис.5. Зависимости амплитуды колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б) от амплитуды переменного поля.

1, 2 – максимальное и минимальное значения намагниченности; 3, 4 – амплитуда упругого смещения до и после насыщения магнитных колебаний.

Вертикальная точечная линия – граница начала неустойчивости намагниченности. Параметры построения приведены в разделе 4.

На этом рисунке показаны зависимости амплитуды колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б) от амплитуды переменного поля.

Точки на рис.5а получены путем машинного эксперимента в соответствии с развертками во времени, представленными на рис.4. Сплошные точки соответствуют максимальной амплитуде колебаний намагниченности, открытые точки – минимальным значениям намагниченности. Кривые 1 и 2 построены по точкам, исходя из условия плавного их соединения.

Точки на рис.5б получены путем того же машинного эксперимента. Сплошные точки соответствуют максимальной амплитуде упругого смещения в области до начала неустойчивости намагниченности. Открытые точки – также максимальной амплитуде упругого смещения, но после наступления неустойчивости намагниченности. Кривые 3 и 4 соответствуют квадратичным приближениям экспериментальных точек. Кривая 3 построена по формуле:

$$u_x = 10^{-12} h_x^2, \quad (12)$$

кривая 4 – по формуле:

$$u_x = 1,2 \cdot 10^{-14} h_x^2. \quad (13)$$

В обеих этих формулах смещение u_x выражено в см, поле h_x – в Э.

Из рис.5а видно, что амплитуда колебаний намагниченности (кривая 1) по мере увеличения поля сначала растет, после чего в поле порядка 1600 Э насыщается, стремясь к постоянному значению. Такое насыщение соответствует развороту конуса прецессии до полного круга в плоскости Ox (рис.1), то есть далее намагниченности уже некуда увеличиваться, так как длина вектора намагниченности остается постоянной. При этом, благодаря модуляции, амплитуда намагниченности до насыщения также модулируется, так что минимальные ее значения соответствуют первым двум точкам на кривой 2.

Однако в полях порядка 1600 Э и более (правее пунктирной линии на рис.5а) колебания намагниченности становятся неустойчивыми, то есть их амплитуда меняется хаотическим образом, как это показано на рис.4п, 4с, 4у. При этом максимум амплитуды всегда сохраняется на уровне единицы (кривая 1), однако в некоторые нерегулярно распределенные моменты времени

амплитуда значительно падает, как это отражено открытыми точками и основной частью кривой 2.

Дополнительное исследование показывает, что неустойчивость магнитных колебаний имеет место только в случае модуляции амплитуды переменного поля. В отсутствие модуляции прецессия намагниченности, хотя и слегка обогащается высокочастотными гармониками, но устойчиво прецессирует по правильному кругу в плоскости Oxy .

На рис.5б показано изменение амплитуды упругих колебаний в тех же условиях. Можно видеть, что до момента почти полного насыщения намагниченности, то есть до полей порядка 1000 Э, амплитуда упругого смещения растет по квадратичному закону в соответствии с формулой (12). При этом, как видно из рис.4з, 4к, 4м, 4о, с поля порядка 100 Э начинает прорезаться сигнал на частоте модуляции, сначала загрязненный примесью основной частоты возбуждения, а после 400 Э уже практически чистый.

Однако после 400 Э, когда намагниченность близится к насыщению, рост амплитуды упругих колебаний прекращается вплоть до полей порядка 1600 Э, начиная с которых магнитные колебания становятся неустойчивыми. После этого (правее пунктирной прямой) амплитуда упругих колебаний по мере увеличения поля снова начинает расти по закону, близкому к квадратичному, но теперь уже значительно медленнее в соответствии с формулой (13).

Контрольная проверка показывает, что в отсутствие модуляции упругие колебания после включения магнитных сначала испытывают скачкообразный выброс, свойственный ударному возбуждению на частоте упругого резонанса (280 МГц), после чего их амплитуда резко падает (более чем на порядок), приходя к устойчивому уровню. Амплитуда выброса и устойчивого состояния при увеличении возбуждения также растет, однако значительно медленнее, чем в присутствии модуляции. Так, при увеличении амплитуды поля с 1000 Э до 4000 Э растет всего примерно в два раза, тогда как на рис. 5б кривая 4 в этом же интервале возрастает в 20 раз.

Сказанное относится к случаю, когда толщина ферритовой пластины

(рис.1) выбрана соответствующей частоте модуляции 280 МГц, то есть 6,865 мкм. Если же толщина пластины выбрана в соответствии с основной частотой возбуждения 2800 МГц, то есть равной 0,6865 мкм, то в отсутствие модуляции как магнитные, так и упругие колебания остаются всегда полностью устойчивыми, однако амплитуда упругих колебаний при увеличении амплитуды магнитных с 1000 Э до 4000 Э все же слегка возрастает, но не более чем в 1,2 раза.

Замечание. Следует заметить, что такой рост амплитуды упругих колебаний после насыщения магнитных, особенно сильно проявляющийся в режиме модуляции (кривая 4 на рис.5б), в обычную картину прецессии намагниченности, даже по полному диску, полностью не укладывается. В разделе 11 будет показано, что здесь вступает в игру продольная составляющая переменной намагниченности. Более подробное рассмотрение этого вопроса авторы оставляют в качестве предмета для дальнейших исследований.

9. Различие между круговой и линейной поляризациями

Рассмотрим еще некоторые вопросы, наиболее наглядно лежащие на поверхности круга исследуемых явлений.

Как отмечено в разделе 7, необходимым условием детектирования является линейный характер поляризации возбуждающего поля. Поэтому уделим более подробное внимание различию между круговой и линейной поляризациями при низком и высоком уровнях возбуждения.

Обратимся к рис.6, где показаны параметрические портреты колебаний намагниченности в различных условиях. Для чистоты картины магнитоупругое взаимодействие и модуляция отключены. Поле линейной поляризации будем полагать направленным вдоль оси Ox .

Верхний ряд рисунков (а,б) соответствует малому уровню переменного поля, когда амплитуда намагниченности далека от насыщения и явно выраженный эффект детектирования еще отсутствует. Левый рисунок (а) соответствует круговой поляризации, правый (б) – линейной. Видно, что в обоих случаях портрет имеет вид правильной окружности. Некоторая

«шевелёнка» обусловлена переходным режимом в пределах времени релаксации. Таким образом, примесь каких-либо гармоник отсутствует.

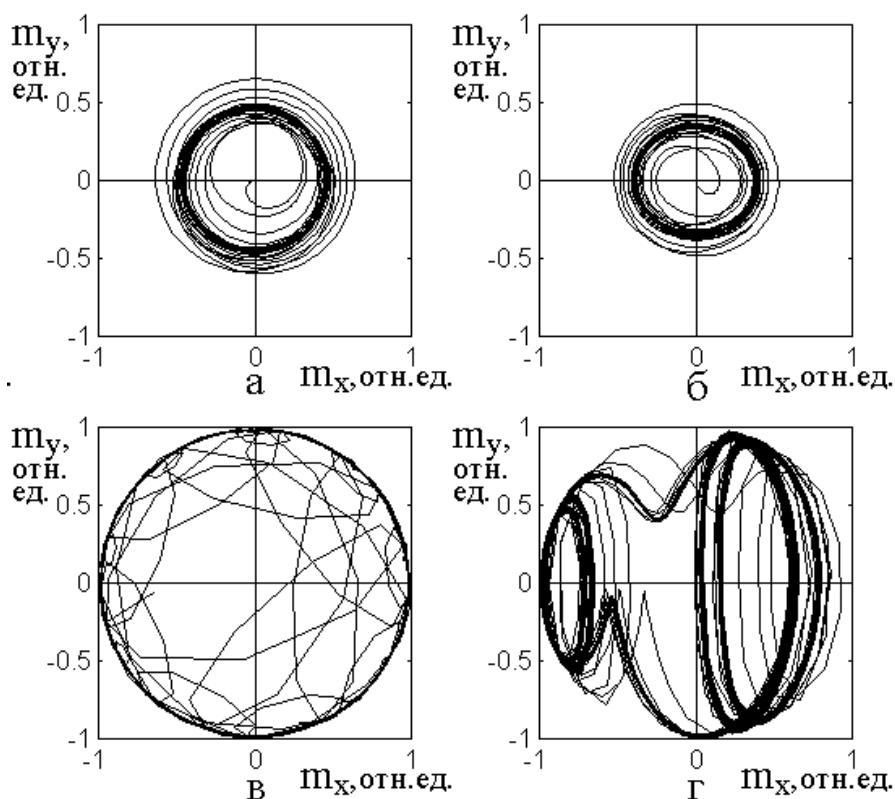


Рис.6. Параметрические портреты прецессии намагниченности при разных поляризациях и уровнях возбуждения в отсутствие магнитоупругой связи и модуляции ($B_2 = 0$, $A_m = 0$, остальные параметры указаны в разделе 4).

а – поляризация круговая, $h_{0x} = 100\text{Э}$, $h_{0y} = 100\text{Э}$;

б – поляризация линейная, $h_{0x} = 100\text{Э}$, $h_{0y} = 0\text{Э}$;

в – поляризация круговая, $h_{0x} = 8000\text{Э}$, $h_{0y} = 8000\text{Э}$;

г – поляризация линейная, $h_{0x} = 8000\text{Э}$, $h_{0y} = 0\text{Э}$.

Нижний ряд рисунков (в,г) соответствует высокому уровню переменного поля, когда амплитуда намагниченности дошла до насыщения и эффект детектирования выражен весьма сильно. Левый рисунок (в) соответствует круговой поляризации, правый (г) – линейной. Шевелёнка также обусловлена переходным режимом.

Можно видеть, что при круговой поляризации портрет представляет собой правильную окружность, радиус которой соответствует полной длине

вектора намагниченности (в силу нормировки, равной единице). Не так однако ведет себя прецессия при линейной поляризации (γ). Прецессионный портрет здесь весьма отличен от окружности и напоминает две эллипсоподобные фигуры, вытянутые вдоль оси Oy , в какой-то степени симметричные относительно оси Ox и связанные друг с другом по большему размеру перемычками. Максимальная амплитуда колебаний по обеим осям также близка к единице, однако между перемычками имеется узкая «горловина», края которой отстоят от оси Ox на 0,1-0,4 от единицы, соответствующей полной длине вектора намагниченности. То есть, во-первых, во время прецессии вектор намагниченности отклоняется от плоскости Oxy на значительные углы и, во-вторых, в спектре колебаний намагниченности появляются более высокочастотные гармоники.

Проверка показывает, что при включении модуляции картина прецессии при большой амплитуде еще более усложняется. Таким образом, можно полагать, что эффект детектирования в определенной степени обусловлен именно отклонением прецессии намагниченности от правильного круга в случае линейной поляризации при высоком уровне возбуждения.

Замечание. Природа и механизм отмеченного выше нестационарного отклонения вектора намагниченности от плоскости пластины при высоких уровнях возбуждения, имеющего место в отсутствие модуляции, несомненно, представляет значительный интерес. Однако настоящая работа посвящена в первую очередь рассмотрению детектирования сигнала, имеющего амплитудную модуляцию, так что упомянутый механизм является здесь вспомогательным, всего лишь способствующим генерации гармоник. Поэтому авторы оставляют его за рамками данной работы в качестве материала для отдельного исследования.

10. Соотношение осей параметрического портрета

Как показано в разделе 9, в реализации процесса детектирования, существенную роль играет отличие от правильной окружности параметрического портрета для намагниченности. Рассмотрим его

конфигурацию более подробно.

На рис.7 показана зависимость отношения вертикальной и горизонтальной осей параметрического портрета от амплитуды переменного поля линейной поляризации.

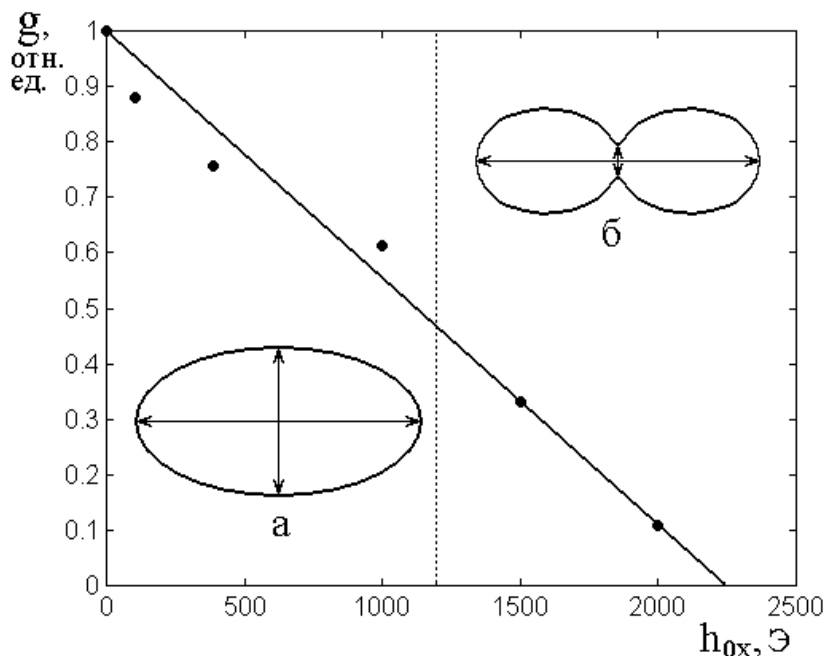


Рис.7. Схема зависимости отношения осей параметрического портрета для намагниченности от амплитуды переменного поля в отсутствие магнитоупругой связи и модуляции. Все параметры – те же, что на рис.6. Точки – машинный эксперимент, соединяющая их линия построена по формуле (14). На врезках показаны схемы параметрического портрета при поле ниже (а) и выше(б) критического значения 1200 Э (показано вертикальной точечной линией).

При малых значениях переменного поля параметрический портрет представляет собой почти правильную окружность. По мере увеличения поля портрет приобретает эллиптическую форму с большей осью эллипса, ориентированной вдоль оси Ox , то есть вдоль направления линейно поляризованного поля (рис.7а). То есть размер портрета по оси Oy растет медленнее, чем по оси Ox . Начало эллиптического отклонения формы портрета от правильной окружности приходится на поле примерно около 100-200 Э. Более точно его определить не представляется возможным по причине крайней плавности деформации окружности. Тем не менее, можно назвать это поле

(100-200 Э) «первым критическим», определяющим начало эллиптического искажения формы портрета.

При дальнейшем увеличении амплитуды переменного поля, когда прецессия намагниченности приближается к насыщению, рост оси портрета вдоль оси Ox замедляется, после чего прекращается (горизонтальные точки портрета упираются в плюс-минус единицы), а размер вдоль оси Oy начинает уменьшаться так, как если бы вдоль этой оси образовывалось сужение типа «перетяжки» (рис.7б). Начало перетяжки приходится на поле около 1200 Э. Это поле будем называть «вторым критическим». Зависимость отношения осей портрета от поля, показанная точками на рис.7, довольно хорошо приближается прямой линией, построенной по формуле:

$$g = - \frac{1}{2240} h_{0x} + 1. \quad (14)$$

Видно, что эта прямая упирается в горизонтальную ось, на которой $g = 0$. Примерно в этот момент перетяжка полностью смыкается, а при дальнейшем увеличении поля ее острые углы заходят друг за друга, стремясь образовать два отдельных эллипса с длинными осями, ориентированными по вертикали (вдоль оси Oy). То есть можно считать, что поле порядка 2240 Э является еще одним, теперь уже «третьим критическим» полем, которое соответствует смыканию перетяжки и образованию двух отдельных эллипсов. Что с этими эллипсами происходит дальше, довольно наглядно показано на рис.6г. Такой их характер соответствует прецессии намагниченности, обладающей сильной неустойчивостью.

Таким образом, по признаку формирования структуры параметрического портрета можно выделить три критических поля, первое, на рис.7 равное 100-200 Э, соответствующее началу эллиптического искажения правильной окружности, второе – около 1200 Э, соответствующее началу образования перетяжки, и третье, равное 2240 Э, соответствующее полному смыканию перетяжки.

Из сопоставления с данными, приведенными в разделе 7, можно видеть, что первое и второе критические поля как раз соответствуют границам между установленными там режимами №1 и №2 (первое), а также между режимами №2 и №3 (второе). Третье критическое поле приходится на область уже развившегося режима №3 и при переходе через него характер развертки колебаний во времени существенно не меняется. Такая видимая неизменность вида колебаний, по-видимому, обусловлена трудностью различения на глаз разницы между хаотическим характером колебаний на рис. бп-ф.

Замечание. Можно полагать, что более точного различия формы колебаний по обе стороны от третьего критического поля можно было бы добиться с помощью гармонического анализа разверток колебаний во времени (например по схеме, подобной приведенной далее в разделе 20), позволяющего определить спектральный состав хаотических колебаний. Результат такого изучения может дать повод для разделения режима №3 на два подрежима, различающихся спектральным составом возбуждаемых колебаний, однако такой анализ авторы оставляют в качестве задачи для отдельного исследования.

11. Влияние продольной компоненты намагниченности

В разделе 7 показано, что эффект детектирования второго порядка в зависимости от амплитуды переменного поля может происходить в трех различных режимах: режим №1 – линейный, режим №2 – умеренно нелинейный и режим №3 – сильно нелинейный. В том же разделе показано, что необходимым условием реализации этих режимов является линейная поляризация переменного поля. В разделе 10 на основе анализа структуры параметрического портрета для намагниченности выявлены три критических значения амплитуды переменного поля, первые два из которых приходятся на границы между режимами №1 и №2, а третье отражает более тонкую структуру хаотических колебаний в режиме №3.

Однако полученные результаты все еще носят описательный характер, то есть констатируют факты, не выявляя их механизмов и причин. В качестве

возможной причины формирования различных режимов исследуемого детектирования второго порядка можно предположить влияние продольной z -компоненты динамической намагниченности. Важно отметить, что изменение именно этой компоненты, благодаря своей квадратичности выделяющее частоту модуляции в чистом виде, является механизмом, обеспечивающим детектирование первого порядка (раздел 2). Для детектирования второго порядка такой механизм исключен из-за отсутствия связи толщинных колебаний пластины (рис.1) с намагниченностью. Однако продольная компонента намагниченности участвует в формировании поперечных сдвиговых колебаний, составляющих основу детектирования второго порядка. Действительно, как показано в работе [34, формулы (51), (53)], в приближении первой моды x -компонента упругого смещения имеет вид:

$$u_x = -\frac{B_2}{c_{44}} m_x m_z z + v_x \sin\left(\frac{\pi}{d} z\right), \quad (15)$$

где v_x является решением уравнения:

$$\frac{\partial^2 v_x}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{c_{44}\pi^2}{\rho d^2} v_x = \frac{4B_2 d}{c_{44}\pi^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} (m_x m_z) + 2\beta \frac{\partial}{\partial t} (m_x m_z) \right] \quad (16)$$

Компонента u_y определяется подобными же формулами с заменой x на y .

Из структуры этих формул видно, что продольная компонента намагниченности m_z может играть существенную роль в качестве коэффициента при поперечных компонентах намагниченности $m_{x,y}$. Эта компонента, колеблясь с частотой модуляции, в свою очередь возбуждает колебания поперечных компонент упругого смещения, минуя поперечные колебания намагниченности. Тот факт, что колебания намагниченности $m_{x,y}$ здесь в качестве посредника не участвуют, видно из уравнений (15) и (16), согласно которым переменная компонента m_z все равно возбудила бы

колебания компонент смещения $u_{x,y}$, даже если бы $m_{x,y}$ оставались постоянными.

То есть выделение частоты модуляции, как и при детектировании первого порядка, при детектировании второго порядка происходит за счет квадратичности продольной компоненты намагниченности.

Таким образом, благодаря прямому возбуждению упругих колебаний за счет продольных колебаний намагниченности на частоте модуляции, упругая система выделяет колебания сразу на этой частоте, да еще дополнительно усиливает их за счет собственного резонанса. Что же касается поперечных компонент намагниченности, то они в это же время по-прежнему продолжают колебаться с частотой возбуждающего поля.

Такое различие частот колебаний компонент магнитной и упругой систем особенно хорошо видно при реализации режима №2 на рис.6(ж-о). То есть, когда на развертках в левом столбце главной всегда является частота возбуждения, то при том же уровне переменного поля на развертках в правом столбце преобладает и остается единственной частота модуляции.

Для более подробного выявления роли m_z обратимся к рис.8, где показаны развертки во времени колебаний продольной компоненты намагниченности при различных значениях переменного поля. Развертка «а» соответствует режиму №1, развертка «б» – режиму №2, развертка «в» – режиму №3.

Из рисунка можно видеть, что во всех трех режимах структура колебаний продольной компоненты намагниченности имеет четко выраженную составляющую с частотой модуляции. Однако тонкая структура таких колебаний различна. Так, в режиме №1 колебания плавные и амплитуда составляющей с частотой модуляции едва заметна, составляя около 10% от полной длины вектора намагниченности. В режиме №2 (б) амплитуда колебаний возрастает до 50% от длины вектора намагниченности, причем в области максимума отклонения от нормали колебания сопровождаются

периодической неустойчивостью (изрезанностью) амплитуды, достигающей 80% от максимума отклонения.

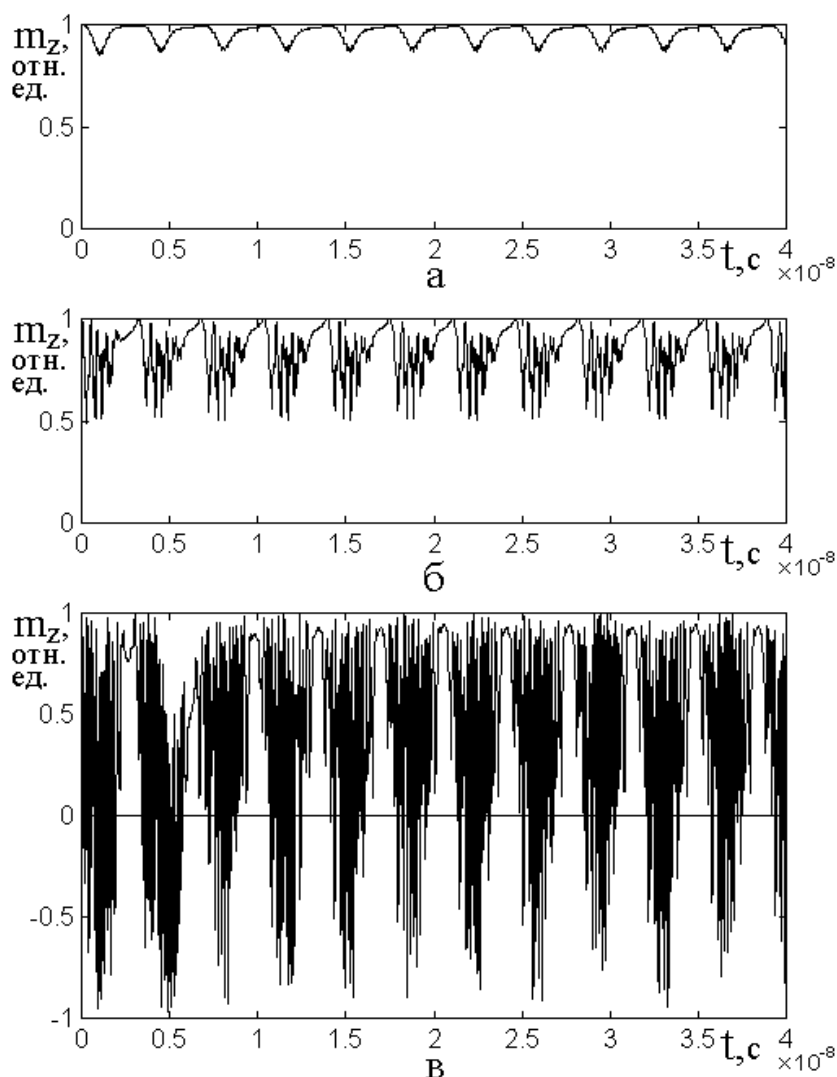


Рис.8. Развертки во времени колебаний продольной компоненты намагниченности при различных значениях переменного поля: а – 50 Э; б – 400 Э; в – 3600 Э.

Остальные параметры приведены в разделе 4.

В режиме №3 (в), в отличие от предыдущих двух режимов, колебания имеют резко неустойчивый характер: вектор намагниченности не только в большей или меньшей степени отклоняется от нормали (что имеет место в режимах №1 и №2), но претерпевает изменение ориентации на противоположную – с положительного направления оси Oz на отрицательное и обратно (то есть колеблется в полном интервале от плюс единицы до минус

единицы). Можно видеть, что такая переориентация происходит во времени хаотическим образом, так как структура колебаний внутри каждого из периодов не повторяется.

Из рис.бп-ф видно, что поперечная компонента намагниченности m_x колеблется хаотически в пределах от минус единицы до плюс единицы, однако упругая система продолжает четко выделять колебания с частотой модуляции. Как можно видеть из рис.5, амплитуда колебаний поперечной составляющей намагниченности при этом не меняется и составляет единицу (кривая 1), тогда как амплитуда колебаний упругого смещения по мере увеличения переменного поля продолжает расти (кривая 4) по закону, близкому к квадратичному (13). Такой рост означает, что хотя амплитуда колебаний намагниченности в плоскости останавливается, то есть от поперечных ее компонент энергия в упругую систему не поступает, но теперь в игру включается продольная компонента, которая и поставляет энергию в колеблющуюся упругую систему, обеспечивая рост ее амплитуды.

Замечание. Такие совместные колебания магнитной и упругой систем в режиме №4 авторам настоящей работы удалось проследить до амплитуды переменного поля порядка 8000-9000 Э. При этом квадратичный рост амплитуды упругих колебаний не прекращался. Первоначально ожидалось, что дальнейшее увеличение амплитуды переменного поля должно привести к насыщению амплитуды упругих колебаний, так как приток энергии от продольной составляющей намагниченности по достижении ей значения, равного единице, должен прекратиться. Однако в ходе численного расчета было обнаружено, что увеличение амплитуды переменного поля выше 10000 Э, после нескольких периодов колебаний приводит к устремлению величины упругого смещения к бесконечности. Такое стремление к бесконечности можно трактовать как механическое разрушение упругой структуры. При принятых параметрах критической величиной поля, приводящей к разрушению структуры, является 9800 Э. Уменьшение константы магнитоупругого взаимодействия в 4-5 раз возвращает упругую систему в режим непрерывных

колебаний, однако амплитуда таких колебаний становится в несколько раз меньше. Более подробное исследование этого вопроса авторы оставляют в качестве задачи для отдельного исследования.

12. Несимметричность постоянного поля

Рассмотренные в предыдущих разделах колебания намагниченности и упругого смещения относятся к случаю полностью симметричной геометрии задачи (рис.1). То есть постоянное поле направлено точно по нормали к плоскости пластины, то есть вдоль оси Oz . Рассмотрим теперь несимметричный случай, когда постоянное поле отклонено от этой нормали в плоскости Oxz на небольшой угол, так что проекция переменной z -компоненты намагниченности на плоскость пластины совпадает с осью Ox , вдоль которой приложено переменное поле. Можно полагать, что такая проекция, содержащая ярко выраженную составляющую с частотой модуляции, складываясь с действием переменного поля, приведет к усилению упругих колебаний на частоте модуляции, то есть к увеличению амплитуды упругого смещения u_x .

Для проверки такого предположения обратимся к рис.9, где показаны развертки во времени колебаний поперечной и продольной компонент намагниченности, а также поперечной компоненты упругого смещения при точной ориентации постоянного поля вдоль нормали к плоскости пластины (левый столбец) и при его отклонении от этой нормали (правый столбец). Отклонение задано небольшой составляющей поля вдоль оси Ox . При равенстве этой составляющей 50 Э и основного поля 2750 Э такое отклонение составляет около одного градуса (точнее – $1,0417^\circ$).

Из рисунка можно видеть, что поперечная (а,б) и продольная (в,г) составляющие намагниченности ведут себя сходным образом, однако поведение поперечной компоненты упругого смещения в обоих случаях существенным образом отличается. Так в симметричном случае (рис.9д) амплитуда колебаний упругого смещения составляет около $2 \cdot 10^{-10}$ см (в более крупном масштабе это видно из рис.4г, относящегося к симметричному

случаю), тогда как в несимметричном случае (рис.9е) достигает $3 \cdot 10^{-9}$ см, то есть превышает амплитуду симметричного случая по крайней мере в 15 раз.

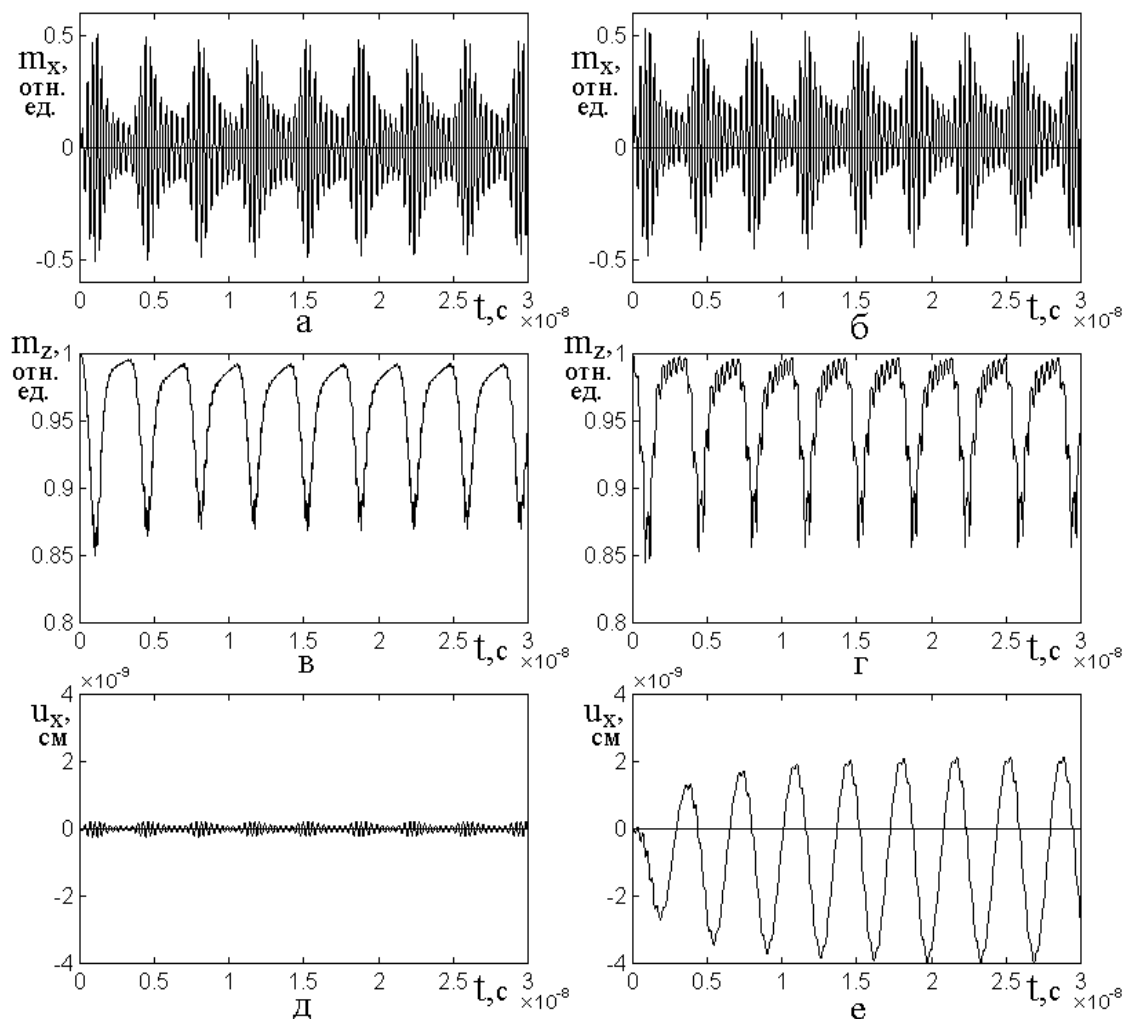


Рис.9. Развертки во времени колебаний поперечной (а,б) и продольной (в,г) компонент намагниченности, а также поперечной компоненты упругого смещения (д,е) при отсутствии поперечной компоненты постоянного поля (а,в,д) и при ее наличии (б,г,е), равной 50Э. На нижних развертках (д,е) масштаб по вертикальной оси задан одинаковым для повышения наглядности рисунка. Остальные параметры приведены в разделе 4.

Более того, в симметричном случае (рис.9д) колебания происходят на частоте переменного поля, то есть составляющая колебаний на частоте модуляции отсутствует (это также хорошо видно из рис.4г), тогда как в несимметричном случае (рис.9е) колебания упругого смещении происходят в первую очередь на частоте модуляции, а переменное поле добавляет лишь небольшую «рябь», величиной не более 5%. Итак, совершенно явно видно, что

даже незначительное нарушение симметрии системы, а именно, отклонение направления постоянного поля от нормали к плоскости пластины на единицы градусов, повышает эффективность детектирования весьма существенным образом (на порядок и более).

Следует заметить, что столь сильный эффект имеет место только при отклонении направления поля от нормали в плоскости Oxz , то есть в той же, вдоль которой действует переменное поле, ибо только в этом случае направления воздействия переменного поля и продольной компоненты намагниченности складываются. Контрольная проверка показывает, что при отклонении поля от нормали к плоскости Oyz , то есть перпендикулярно плоскости переменного поля, довольно эффективное детектирование также имеет место, так что основной частотой упругих колебаний является частота модуляции, однако амплитуда таких колебаний меньше, чем в случае отклонения поля в плоскости Oxz примерно в четыре-пять раз и составляет около $0,8 \cdot 10^{-9}$ см.

13. Роль отклонения постоянного поля от нормали к плоскости пластины

Рассмотрим теперь влияние отклонения постоянного поля от нормали к плоскости пластины более подробно, для чего обратимся к рис.10, где в показаны зависимости размаха колебаний компоненты упругого смещения u_x на частоте модуляции от амплитуды той же компоненты переменного поля h_{0x} при различных значениях поперечной составляющей постоянного поля H_{0x} . Заметим, что на рисунке приведены данные именно по размаху колебаний, а не по амплитуде, так как средняя линия колебаний в ряде случаев из-за статических деформаций пластины, смещалась вверх или вниз (как видно, например, из рис.3г), из-за чего значение амплитуды теряло однозначную определенность.

Из врезки видно, что приведенная в качестве примера зависимость u_x от h_{0x} при $H_{0x} = 10$ Э является крайне нелинейной, поэтому для построения

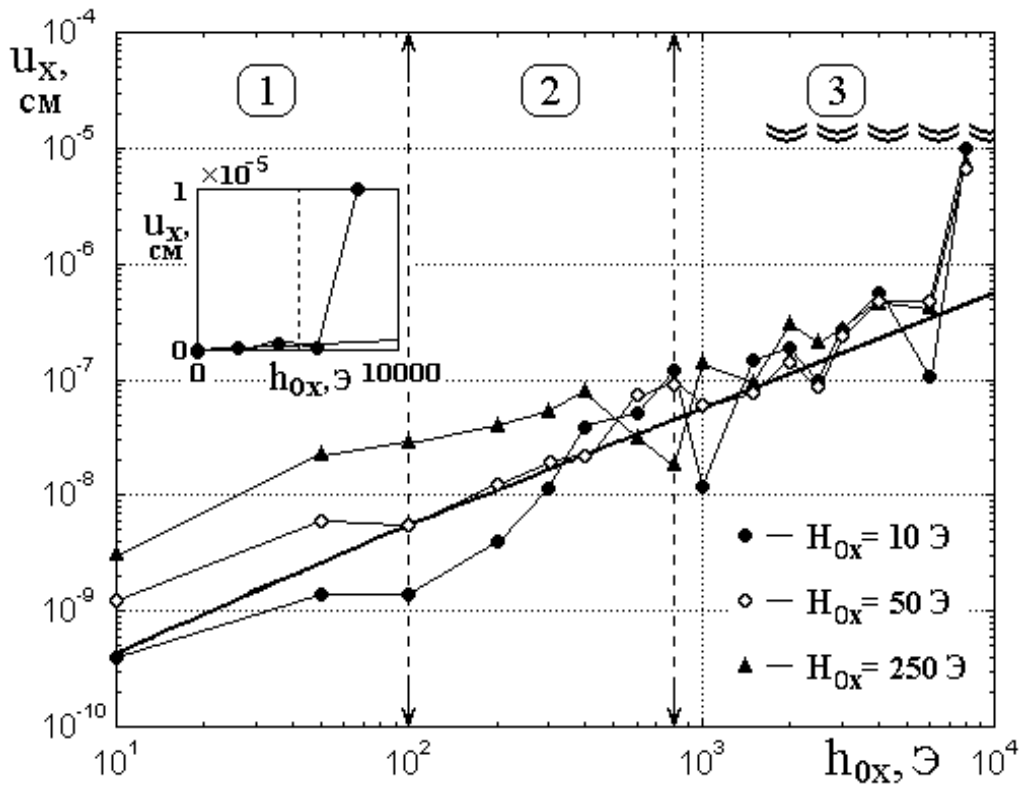


Рис.10. Зависимости размаха колебаний упругого смещения на частоте модуляции от амплитуды переменного поля при различных значениях поперечной составляющей постоянного поля (указаны на рисунке внизу справа). Точки, соединенные отрезками тонких прямых линий – результаты машинного эксперимента. Утолщенная прямая линия построена по формуле (17). Цифры в рамках – номера режимов в соответствии с классификацией, приведенной в разделе 7. Вертикальные пунктирные линии со стрелками на горизонтальных осях – границы между режимами. Справа вверху двойной прерывистой волнистой линией показан порог разрушения структуры. На врезке слева вверху показана зависимость u_x от h_{0x} при $H_{0x} = 10$ Э в линейном масштабе.

Параметры построения приведены в разделе 4.

основных кривых на рисунке выбран двойной логарифмический масштаб. В таком масштабе экспериментальные зависимости (точки) в среднем (по методу наименьших квадратов) могут быть приближены прямой линией, построенной по формуле:

$$y = (0,0575x - 0,1741) \cdot 10^{-9}, \tag{17}$$

где x и y – координаты, откладываемые по горизонтальной и вертикальной осям. На врезке зависимость, построенная по этой формуле, соответствует прямой линии в правой нижней части врезки, близкой к горизонтальной оси. То

есть приведенная формула более или менее приемлемо отражает зависимость u_x от h_{0x} только при h_{0x} не больше 5000 Э. Однако именно в полях больше 5000 Э наблюдается резкий подъем этой зависимости, то есть для его описания приведенная формула не пригодна.

Замечание. Можно полагать, что для более точного описания упомянутой зависимости требуется полином более высокого порядка, чем первый. Однако предпринятые авторами попытки получить такой полином вплоть до пятой степени на основе программного пакета «Matlab» с помощью команды «polyfit» положительных результатов не дали, поэтому авторы оставляют вопрос о более точном приближении зависимости u_x от h_{0x} при больших полях в качестве задачи для отдельного рассмотрения.

Итак, из рисунка можно видеть, что при всех значениях поперечного постоянного поля H_{0x} от нуля до 250 Э зависимость u_x от h_{0x} в двойном логарифмическом масштабе представляет собой прямую линию. Причем только в режиме №1 и частично №2 большему значению поля H_{0x} соответствует большее значение упругого смещения. То есть кривая, отмеченная сплошными точками ($H_{0x} = 10$ Э) всегда идет ниже кривой, отмеченной кружками ($H_{0x} = 50$ Э), которая в свою очередь идет ниже кривой, отмеченной треугольниками ($H_{0x} = 250$ Э). Однако далее частично в режиме №2 и полностью в режиме №3 эти кривые перепутываются с многократным взаимным перекрещиванием, по мере увеличения поля h_x несколько усиливающимся. Следует отметить, что резко изрезанный характер всех кривых в режиме №3 обусловлен не статистическим разбросом данных эксперимента в пределах ошибки, а на самом деле отражающим реальные зависимости. Так, ошибка измерений не превышает 10%, тогда как скачки амплитуды достигают порядка величины и более.

Дополнительная проверка показала, что при уменьшении шага по оси h_x изрезанность кривых возрастала, не теряя своего размаха. Так при $H_{0x} = 50$ Э в

поле $h_x = 2000$ Э размах величины u_x составляет $1,4 \cdot 10^{-7}$ см, в поле 2300 Э возрастает до $3,5 \cdot 10^{-7}$ см, в поле 2500 Э падает до $0,8 \cdot 10^{-7}$ см, в поле 2900 Э снова возрастает до $2,4 \cdot 10^{-7}$ см, в поле 3100 Э еще раз падает до $0,5 \cdot 10^{-7}$ см, после чего уже в поле 3200 Э опять возрастает до $3,0 \cdot 10^{-7}$ см, причем в полях 2200 Э и 3000 Э колебания ведут себя довольно неустойчиво, склоняясь к хаотичности. То есть по мере увеличения поля h_x амплитуда упругих колебаний испытывает несистематические скачки вверх и вниз, достигающие трех-четырех раз. Более дробный шаг по величине поля h_{0x} позволяет выявить еще более сложную структуру зависимости u_x от h_{0x} . Таким образом, можно полагать, что наблюдаемая зависимость, по крайней мере, в области режима №3, имеет фракталоподобный характер.

14. Влияние поперечной компоненты постоянного поля на размах упругих колебаний

Рассмотрим теперь, как зависит размах упругого смещения от величины поперечной компоненты постоянного поля при различных значениях амплитуды переменного поля, для чего обратимся к рис. 11. Здесь кривая 1 по величине переменного поля соответствует границе между режимами №1 и №2, по свойствам приближаясь к режиму №1, кривая 2 – среднему значению переменного поля для режима №2 и кривая 3 – близкому к верхнему значению поля для режима №2. Во всех случаях имеет место хорошо выраженное детектирование, так что упругое смещение регистрируется на частоте модуляции.

Рассмотрим сначала ход кривой 1, соответствующей сравнительно небольшому значению переменного поля (режим №1). При малом значении поперечного поля H_{0x} смещение u_x на частоте модуляции крайне мало, так что начальная точка этой кривой практически исходит из нуля по обеим величинам (точнее, упругое смещение, согласно рис. 4е, при $H_{0x} = 0$ равно

$0,4 \cdot 10^{-9}$ см, что по рис.11 сливается с нулем). По мере увеличения поперечного поля упругое смещение растет по закону, близкому к линейному вплоть до значения $H_{0x} = 250$ Э, после чего насыщается на уровне около $0,25 \cdot 10^{-7}$ см. Такой ход кривой 1 соответствует сравнительно малому, как бы «спокойному» уровню возбуждения.

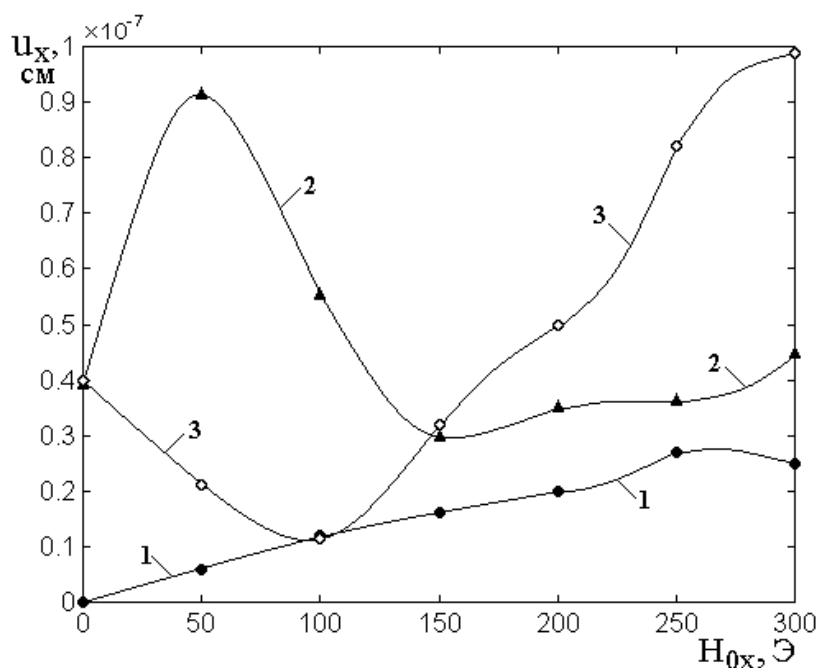


Рис.11. Зависимости размаха упругого смещения от величины поперечной компоненты постоянного поля при различных значениях амплитуды переменного поля: 1 – 100 Э, 2 – 400 Э, 3 – 600 Э.

Кривые построены, исходя из условия плавного соединения точек. Остальные параметры приведены в разделе 4.

Обратимся теперь к кривой 2, соответствующей более значительной величине переменного поля (режим №2). При таком уровне возбуждения даже в отсутствие поперечного поля упругое смещение на частоте модуляции имеет заметную величину – эффект детектирования выражен весьма ярко (рис.4м). Включение поперечного поля резко увеличивает эффективность детектирования, так что кривая 2 идет быстро вверх. Однако такое увеличение продолжается всего лишь до поля $H_{0x} = 50$ Э, после которого размах упругого смещения резко падает. Падение продолжается вплоть до поля $H_{0x} = 150$ Э, начиная с которого кривая снова устремляется вверх, хотя и несколько

медленнее, чем на начальном участке. Насыщения кривой 2 даже за пределами рисунка не происходит, она испытывает колебания вверх и вниз, отражая неустойчивый ход кривых на рис. 10 в области режима №3. Такой ход кривой 2 соответствует среднему «слегка беспокойному» уровню возбуждения, когда после первого мощного рывка кривая как бы «выдыхается», стремясь к более спокойному состоянию.

Рассмотрим теперь кривую 3, соответствующую еще более значительной величине переменного поля (верхний уровень режима №2). При таком возбуждении в отсутствие поперечного поля упругое смещение на частоте модуляции имеет примерно такую же величину, что и в предыдущем случае, однако теперь по мере увеличения поперечного поля кривая идет не вверх, а резко вниз вплоть до поля $H_{0x} = 100$ Э. Можно предполагать, что такое ее падение вызвано теми же причинами, что и спад кривой 2 в области от 50 до 150 Э, однако здесь спад проявляется значительно раньше (при меньшем значении поперечного поля) из-за более высокого уровня возбуждения (там $h_x = 400$ Э, здесь – 600 Э). Пройдя минимум, соответствующий $H_{0x} = 100$ Э, кривая также устремляется вверх, причем значительно более резко, чем кривая 2. Рассмотренный ход кривой 3 на начальном участке соответствует «сильно беспокойному» уровню возбуждения, когда пройдя на начальном участке некоторый минимум, кривая рвется вверх все выше и выше.

Замечание. Можно полагать, что резкие подъемы и падения кривых 2 и 3 вызваны какими-то особенностями векторного взаимодействия компонент намагниченности с компонентами упругого смещения или измерением роли продольной компоненты намагниченности. Более подробно этот вопрос требует отдельного рассмотрения, так что авторы оставляют его в качестве задачи для отдельного исследования.

15. Замечание о возможности аналитического решения задачи

Проведенное рассмотрение выполнено полностью численным образом, то есть подробного аналитического обоснования под собой не имеет. В качестве рабочего инструмента использовано аналитическое решение задачи, подобное

выполненному в работе [34] в приближении первой упругой моды. Для реализации несимметричности сделана лишь подстановка в выражения для эффективных полей поперечной компоненты постоянного поля. По-видимому, такая подстановка правомерна только при не очень больших отклонениях поля от нормали, то есть в тех рамках, когда прецессию намагниченности относительно нормали с определенной точностью еще можно считать круговой (видимо, в пределах не более 10-20 градусов). В самом деле, контрольная проверка показывает, что при отклонении поля от нормали на углы более 30-40 градусов к чисто периодическим колебаниям намагниченности примешиваются процессы переориентации [44-47], а упругая система стремится найти для себя новое устойчивое положение (так, уже на рис.9е видно, что ось упругих колебаний смещена вниз, что говорит о статической деформации упругой системы спонтанного типа [48,49]). В этом случае в условия аналитического решения задачи сразу должно быть заложено отклонение направления постоянного поля от нормали к плоскости пластины с необходимым далее нахождением равновесного положения намагниченности с учетом магнитоупругого взаимодействия. В рамках настоящей работы авторы не рискуют взять на себя решение столь громоздкой задачи и оставляют ее в качестве предмета для отдельного рассмотрения.

16. Некоторые особенности процесса установления упругих колебаний

Рассмотренный в предыдущих разделах процесс детектирования второго порядка происходил в условиях, когда как магнитная, так и упругая система обладали диссипацией. При этом времена релаксации той и другой систем были подобраны примерно одинаковыми (раздел 4). В большинстве случаев установление устойчивого режима упругих колебаний на частоте модуляции происходило за время того же порядка, что и время релаксации обеих систем. Однако более подробная проверка показала, что из этого правила иногда наблюдаются исключения, имеющие место при определенном выборе параметров возбуждения, в первую очередь амплитуды переменного поля. Важным условием при этом является некоторая несимметричность постоянного

поля, а именно – отклонение его от нормали. Не вдаваясь в подробности, отметим вкратце два таких исключения.

17. Квазихаотический режим

В режиме детектирования второго порядка при некоторых значениях уровня возбуждения упругие колебания происходят в сильно нестационарном режиме, так что их амплитуда меняется хаотическим образом. Обратимся к рис.12, где показаны развертки во времени упругих колебаний при различных значениях амплитуды переменного поля в условиях некоторого отклонения постоянного поля от нормали к плоскости пластины. С целью наглядности, промежуток времени, на котором рассматриваются колебания, по сравнению с предыдущими рисунками увеличен на порядок. Времена собственной релаксации как магнитных, так и упругих колебаний составляют около $1,5 \cdot 10^{-8}$ с. Проверка показывает, что поперечные колебания намагниченности во всех представленных на рисунке случаях имеют хаотический характер, продольная компонента намагниченности, хотя и имеет слабо выраженную составляющую на частоте модуляции, но также, в основном, колеблется хаотическим образом во всем интервале от -1 до $+1$. То есть можно считать, что характер магнитных колебаний во всех трех случаях одинаков.

Однако из рисунка можно видеть, что характер упругих колебаний в этих условиях сильно меняется. Так в случаях, показанных на рис.12а и рис.12в, соответствующих двум различным уровням возбуждения, упругие колебания происходят регулярным образом с четко установленной постоянной амплитудой. Переходной процесс, имеющий место при включении возбуждения, заканчивается ко времени, равном времени релаксации, то есть около $1,5 \cdot 10^{-8}$ с, после чего амплитуда уже не меняется. В обоих случаях основной составляющей являются колебания на частоте модуляции.

В то же время, при среднем между двумя упомянутыми уровне возбуждения, которому соответствует рис.12б, амплитуда упругих колебаний меняется хаотическим образом в довольно широком интервале значений,

причем составляющая на частоте модуляции, если и имеет место, то сопровождается значительным количеством других близлежащих частот. Время релаксации, как характерный параметр, здесь заметным образом не проявляется. Проверка показывает, что обе компоненты упругого смещения u_x и u_y колеблются сходным образом. Параметрический портрет имеет вид сильно размазанного, слабо оформленного образования, без какого-либо выделения характерных устойчивых траекторий.

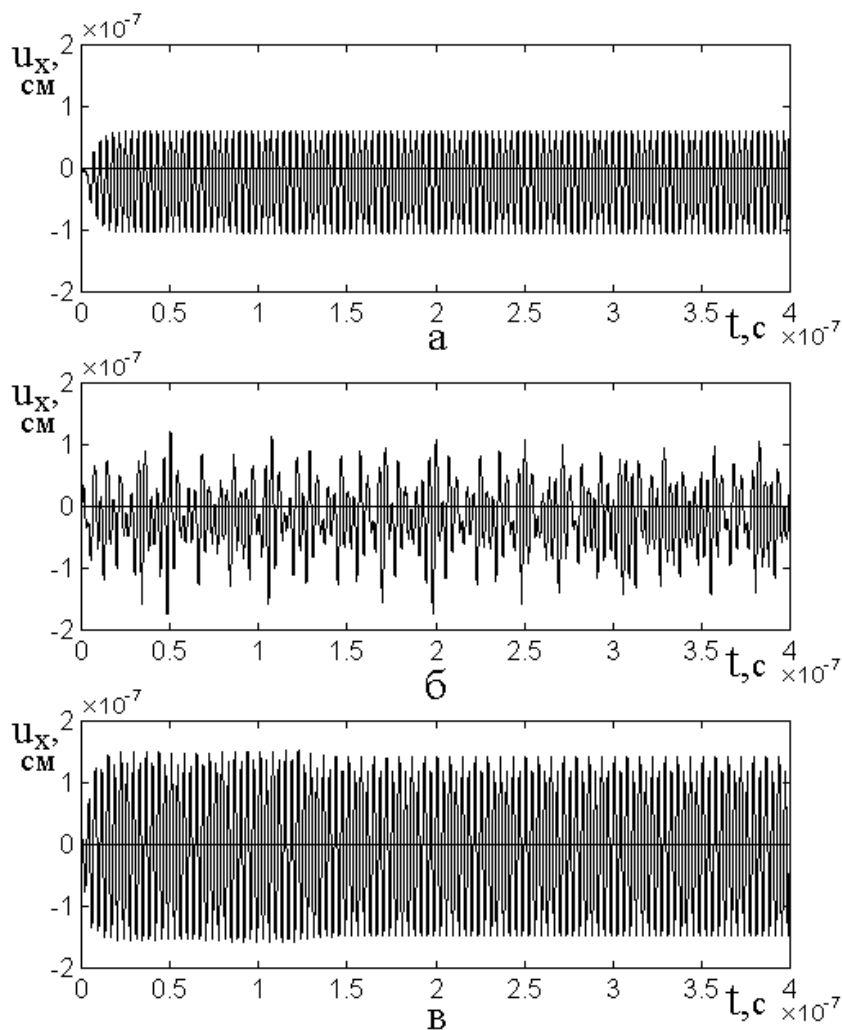


Рис.12. Развертки во времени упругих колебаний при различных значениях амплитуды переменного поля h_{0x} : а – 1900 Э, б – 2100 Э, в – 2200 Э.

Поперечное постоянное поле – $H_{0x} = 50$ Э.

Остальные параметры приведены в разделе 4.

Исследование в широком диапазоне уровней возбуждения показывает, что квазихаотический режим упругих колебаний имеет место только в

нескольких довольно нешироких областях изменения этого уровня. Так, здесь хаотические колебания наблюдаются в интервале значений h_{0x} от 2020 до 2150 Э, а по обе стороны от этого интервала колебания ведут себя вполне регулярно. Границы интервала являются довольно размытыми, примерно в пределах порядка 20-30 Э. Подобный же интервал квазихаотических колебаний по h_{0x} располагается между 2900 и 3100 Э, причем хаотические колебания наиболее ярко выражены на частоте 3000 Э.

Замечание. Приведенное описание квазихаотического режима является совершенно не полным и приведено здесь лишь для иллюстрации разнообразия наблюдаемых явлений. Более подробное исследование квазихаотических колебаний упругого смещения, в том числе выявление их природы и механизма авторы оставляют в качестве задачи для отдельного исследования.

18. Нестационарная задержка установления стационарной амплитуды

В режиме детектирования второго порядка в некоторых случаях наблюдается задержка установления стационарной амплитуды колебаний упругого смещения на время, значительно большее времени релаксации. Как и квазихаотический режим, такая задержка проявляется только при некоторых вполне определенных уровнях возбуждения. Важным условием является также отклонение ориентации постоянного поля от нормали к плоскости пластины, хотя и заметно меньшее, чем в предыдущем случае. При этом, в отличие от квазихаотического режима, компоненты упругого смещения u_x и u_y ведут себя несколько различным образом.

Для более подробного рассмотрения обратимся к рис. 13, где показаны развертки во времени обеих поперечных компонент упругих колебаний при амплитуде переменного поля $h_{0x} = 1650$ Э и весьма небольшой поперечной составляющей постоянного поля. В этом случае все три компоненты намагниченности колеблются хаотическим образом, так что составляющая на частоте модуляции явно не выражена. Амплитуда поперечных колебаний намагниченности составляет от -1 до $+1$, продольные колебания хаотически

переориентируются с амплитудой от +1 до $-0,8$. Таким образом, можно считать, что, как и в предыдущем случае, влияние характера магнитных колебаний на упругие заметно не выражено.

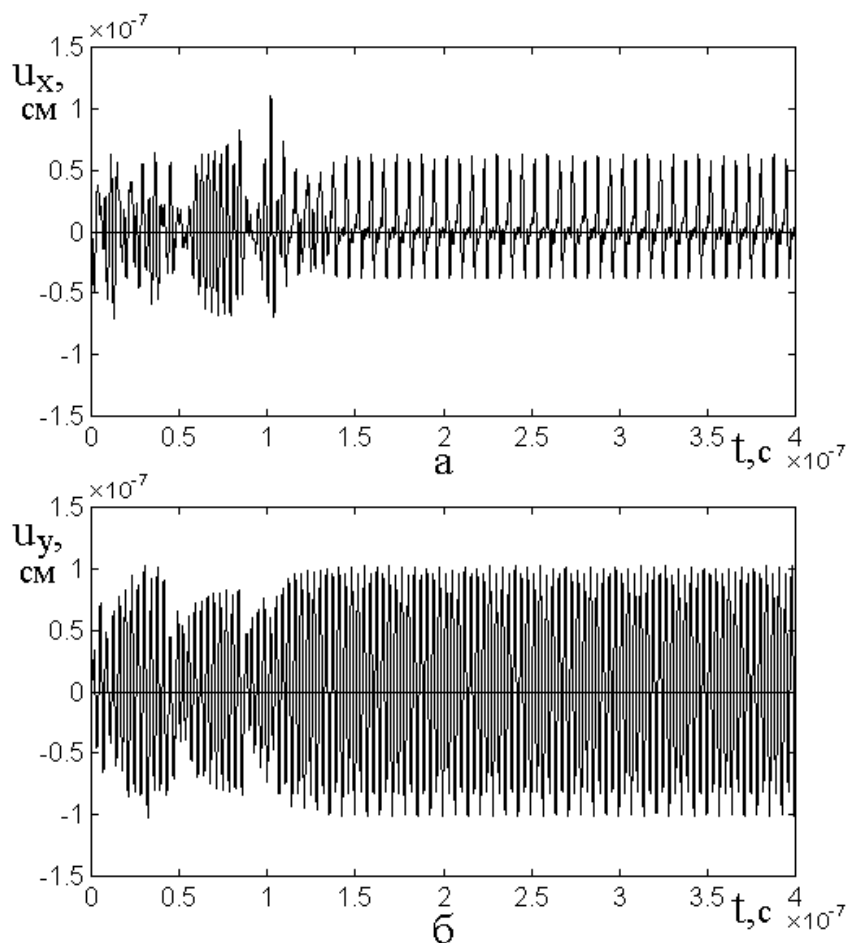


Рис.13. Развертки во времени обеих поперечных компонент упругих колебаний (а – u_x , б – u_y) при амплитуде переменного поля $h_{0x} = 1650$ Э.

Поперечное постоянное поле – $H_{0x} = 10$ Э.

Остальные параметры приведены в разделе 4.

Из рисунка можно видеть, что амплитуда колебаний обеих компонент упругого смещения через какое-то время устанавливается на стабильном уровне, однако время установления тех и других составляет около $1,5 \cdot 10^{-7}$ с, что примерно в 30 раз превышает время собственной релаксации как магнитной, так и упругой систем. То есть установление стабильной амплитуды упругих колебаний происходит с нестационарной задержкой во времени, значительно превышающей время собственной релаксации, по-видимому,

напрямую с процессами диссипации не связанной, а обусловленной каким-то другим механизмом.

Проверка показывает, что реализация такой нестационарной задержки имеет место в довольно узком интервале изменения амплитуды переменного поля. Так, отклонение от значения $h_{0x} = 1650 \text{ Э}$ в обе стороны на 50 Э , то есть при $h_{0x} = 1600 \text{ Э}$ и 1700 Э приводит к полной регуляризации упругих колебаний со временем установления, равным времени собственной релаксации $1,5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. То есть картина развития таких колебаний во времени аналогична картинам, приведенным на рис. 12а и рис. 12в (с несколько другой стационарной амплитудой).

Среди аналогий наблюдаемого явления в первую очередь следует упомянуть нестационарное запаздывание возбуждения магнитоупругих колебаний в режиме умножения частоты, описанное в работах [50-55]. В геометрии, близкой к принятой в настоящей работе (рис.1), рассмотрены возбуждаемые переменным полем колебания упругой системы, настроенной на умноженную частоту переменного поля. Анализ таких колебаний выполнен в квадратичном приближении на основе системы двух нелинейных уравнений второго порядка («система Иванова» [56-59]). Показано, что возбуждение упругих колебаний происходит с задержкой во времени, значительно (на порядок и более) превышающей время собственной релаксации. В качестве механизма запаздывания предложена модель динамического потенциала, имеющего дополнительный минимум, достаточно удаленный от основного, так что переход системы из основного минимума в дополнительный, с учетом стохастичности возбуждаемых колебаний, происходит за довольно значительное время, что и проявляется как эффект запаздывания.

Можно высказать предположение, что описанная здесь нестационарная задержка установления амплитуды колебаний упругого смещения, по своему механизму в какой-то степени подобна запаздыванию, описанному в цитированных работах. Более подробное рассмотрение затронутого здесь

вопроса о задержке установления амплитуды упругих колебаний авторы оставляют в качестве задачи для отдельного исследования.

19. Особенности процесса детектирования при изменении частоты модуляции

Во всех предыдущих разделах рассмотрен процесс детектирования при точном совпадении частоты модуляции с частотой собственного резонанса упругой системы. Рассмотрим теперь случай некоторого различия этих частот.

Обратимся к рис.14, где показаны развертки во времени колебаний упругого смещения при различной частоте модуляции. Постоянное поле ориентировано точно по нормали к плоскости пластины. Для удобства демонстрации амплитуда переменного поля выбрана равной 400 Э, при которой процесс детектирования происходит в достаточно чистом виде (рис.4м).

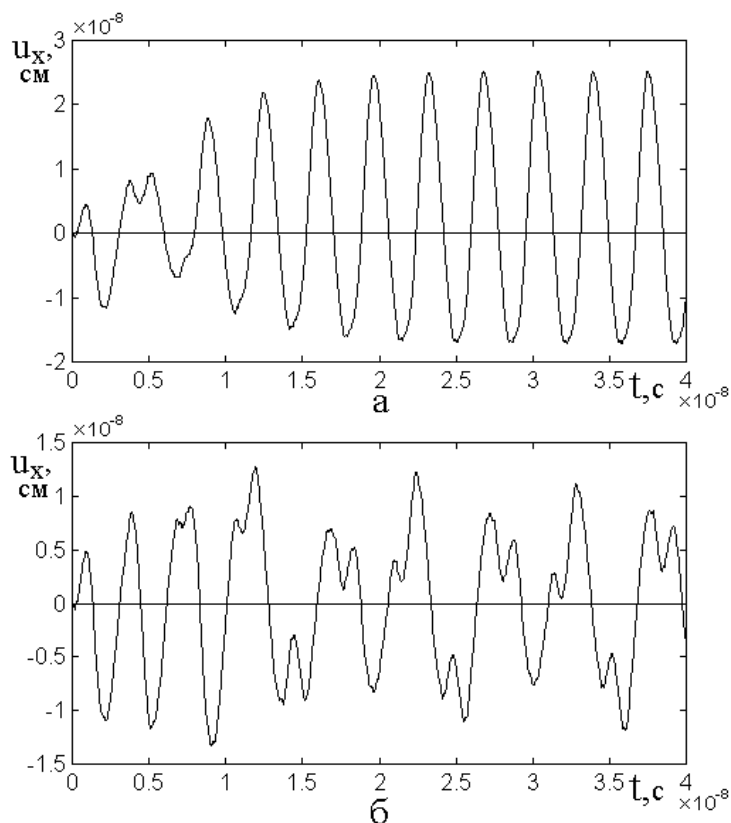


Рис.14. Развертки во времени колебаний упругого смещения при различной частоте модуляции: а – 280 МГц, б – 290 МГц. Резонансная частота упругой системы – 280 МГц. Амплитуда переменного поля $h_{0x} = 400$ Э. Постоянное поле нормально плоскости пластины.

Остальные параметры приведены в разделе 4.

Рис.14а соответствует точному совпадению обеих частот. При этом колебания упругой системы происходят точно на частоте модуляции, заметные отклонения формы колебаний от синусоиды отсутствуют.

Рис.14б соответствует превышению частоты модуляции над резонансной частотой упругой системы (на 3,6%). Видно, что уже при столь небольшой отстройке от резонанса форма колебаний отличается от случая совпадения частот весьма существенным образом. Период колебаний увеличивается примерно в три раза и налицо присутствуют примеси других частот.

20. Спектр упругих колебаний при отстройке частоты модуляции от частоты резонанса упругой системы

С целью более подробно проследить частотный характер тех и других колебаний был выполнен их гармонический анализ на промежутке времени, примерно равном одному периоду колебаний в случае расстройки: от $1,2 \cdot 10^{-8}$ с до $2,3 \cdot 10^{-8}$ с. Схема проведения гармонического анализа представлена на рис.15. Приведены развертки во времени колебаний упругого смещения (а,б), схемы выбора точек для гармонического анализа (в,г) и спектры колебаний упругой системы (д,е). Левый столбец соответствует совпадению частоты модуляции с резонансной частотой упругой системы (280 МГц), правый – превышению частоты модуляции над частотой упругой системы на 10 МГц.

Из сравнения рис.15а с рис.15б видно, что отстройка частоты модуляции от резонансной частоты упругой системы приводит к существенному изменению характера упругих колебаний. Эта часть рисунка соответствует разверткам, приведенным на рис.14. Видно, что период упругих колебаний в случае отстройки (рис.15б) превышает период таковых в ее отсутствие (рис.15а) примерно в три раза.

Выбор точек для гармонического анализа проводился таким образом, чтобы на наибольшем из наблюдаемых периодов, а именно на периоде в случае отстройки (рис.15б) укладывалось 28 точек, равноотстоящих друг от друга.

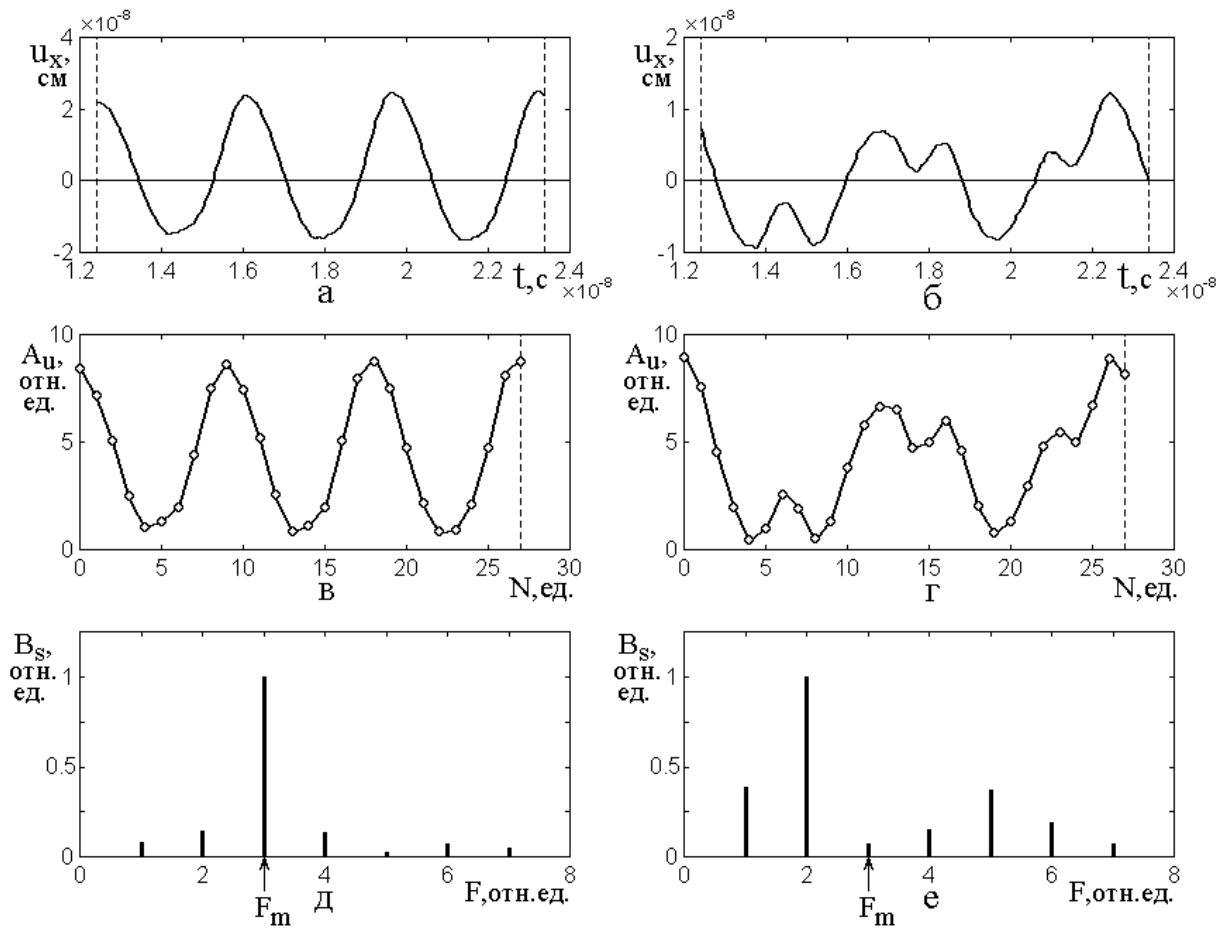


Рис.15. Схема гармонического анализа развертки во времени упругих колебаний при различной частоте модуляции: а,в,д – 280 МГц, б,г,е – 290 МГц. а,б – развертки во времени колебаний упругого смещения; в,г – схема выбора точек для анализа; д,е – спектры колебаний упругого смещения.

Резонансная частота колебаний упругой системы – 280 МГц. Амплитуда переменного поля – $h_{x0} = 400$ Э. Вертикальные пунктирные линии – границы разверток, в пределах которых выполнялся гармонический анализ колебаний. Остальные параметры приведены в разделе 4.

Полное количество точек было выбрано исходя из того, чтобы на меньшем периоде (рис.15в) укладывалось около 10 точек (при таком количестве точек на одном периоде синусоиды, точность ее приближения составляет единицы процентов). То есть на обеих развертках рис. 15а и рис.15б выделялся интервал времени от $1,2 \cdot 10^{-8}$ с до $2,3 \cdot 10^{-8}$ с (ограниченный вертикальными пунктирными линиями), который разбивался на 27 равных участков, после чего точки разбиения нумеровались номером N от нуля до 28. Схемы

расположения таких точек, соединенных отрезками прямых линий, показаны на рис.15б и рис.15в.

Полученные точки переносились на плоскость таким образом, чтобы масштаб по вертикали обеих разверток был примерно одинаков. В качестве меры амплитуды был установлен параметр A_u , в пределах которого размахи разверток по вертикали принимали значения, заключенные между $A_u = 1$ и $A_u = 10$. Такой выбор масштаба по вертикали был обусловлен не более чем удобством геометрического отсчета ординат точек. При этом постоянная составляющая гармонического разложения игнорировалась, а все частотные составляющие сохранялись.

После определения ординат точек выполнялось численное интегрирование в соответствии с формулами для коэффициентов ряда Фурье [42,60]:

$$a_n = \frac{1}{L} \int_{-L}^L f(x) \cos \frac{\pi n x}{L} dx; \quad (18)$$

$$b_n = \frac{1}{L} \int_{-L}^L f(x) \sin \frac{\pi n x}{L} dx, \quad (19)$$

где L – полупериод.

В конечном результате амплитуда спектральной составляющей на частоте

$$F_n = \frac{\pi}{L} n \quad (20)$$

определялась по формуле:

$$B_{Sn} = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}. \quad (21)$$

На рис.15д и рис.15е представлены полученные Фурье-спектры разверток колебаний, приведенных на рис.15а и рис.15б соответственно. Для удобства сравнения спектры нормированы на амплитуду максимальной составляющей (на какой бы частоте они ни была).

Можно видеть, что при совпадении частоты модуляции с резонансной частотой упругой системы (рис.15д) в спектре значительно преобладает составляющая на частоте модуляции F_m , а составляющие на других частотах не превышают 10% от максимальной.

При отстройке частоты модуляции от частоты резонанса упругой системы (рис.15е) в спектре преобладает частота, равная $2/3$ от частоты модуляции F_m , а следующими по величине являются составляющие на частотах $1/3$ и $5/3$ (или $2 - 1/3$) от F_m . Амплитуды этих составляющих равны примерно 40% от максимума, а амплитуда составляющей на частоте модуляции не превышает всего 6% от максимума.

Таким образом, можно видеть, что расстройка частоты модуляции от частоты резонанса упругой системы на столь малую величину, как 3,6% , приводит к падению амплитуды колебаний на частоте модуляции примерно в 15 раз и росту амплитуды колебаний на комбинационных частотах (особенно на $5/3$ от F_m) до 20 раз.

21. Некоторые дополнительные замечания, касающиеся расстройки частот

Предварительная проверка показывает, что представленная на рис.14 и рис.15 схема поведения разверток во времени и спектров упругих колебаний при отстройке частоты модуляции от резонансной частоты упругой системы, является далеко не единственной.

Представленное здесь соотношение периодов как один к трем является не более чем частным случаем, выбранным здесь для наглядности. При отстройке вверх более чем на 20 МГц кратность соотношения периодов увеличивается, хотя часто и остается близкой к целым числам. При отстройке вниз к спектру добавляются составляющие более высоких частот.

Параметрические портреты в обоих этих случаях отличаются значительным разнообразием. При отстройке вниз преобладают замазанные почти концентрические петли со смещенным центром, а при отстройке вверх –

сложное переплетение четко выраженных отдельных колец, непрерывным образом переходящих друг в друга.

При отстройке вниз или вверх на частоты более трети от основной (то есть ниже 200 и выше 400 МГц) четко выраженная модуляция вообще пропадает и колебания принимают характер, близкий к регулярному. Их амплитуда при этом падает более чем на два порядка по сравнению с амплитудой в отсутствие расстройки.

Введение даже небольшой поперечной составляющей постоянного поля вносит в общую картину еще большее разнообразие.

Дополнительно следует отметить, что все описанные выше явления наиболее четко наблюдаются только в том случае, когда перестройке подвергается частота модуляции, а резонансная частота упругой системы остается неизменной. При обратной расстройке, то есть при неизменной частоте модуляции, но изменении толщины пластины, то есть изменении частоты ее упругого резонанса, заметное обогащение спектра упругих колебаний происходит при более значительной относительной расстройке, чем в первом случае. Возможной причиной такой особенности может явиться различие процессов релаксации магнитных и упругих колебаний.

Замечание. Перечисленные в настоящем разделе особенности показывают, что процесс детектирования при расстройке частот обладает значительным разнообразием и высокой сложностью. В настоящий момент авторы не ставят задачу досконального их изучения, а оставляют в качестве предмета для отдельной работы.

22. Некоторые задачи, требующие разрешения

В рамках настоящей работы авторы не ставили задачу полностью исчерпывающего исследования описываемых явлений, а старались представить лишь общую картину в их совокупности. Поэтому во многих местах текста отмечены нерешенные вопросы, требующие отдельного исследования. Приведем здесь краткую сводку таких вопросов, в основном, следуя их появлению по ходу текста.

1. Настоящая работа посвящена исследованию процесса детектирования второго порядка. Такой выбор обусловлен преимуществом с решенной авторами ранее задачей о возбуждении гиперзвука [34]. Однако, как отмечено в разделе 2, эффект детектирования первого порядка является более сильным и требует меньших значений переменного поля. Приведенное в работах [22-24] решение является крайне поверхностным и неполным. Поэтому важнейшей задачей является подробное рассмотрение детектирования первого порядка и сравнение его с детектированием второго порядка.

2. В разделе 7 рассмотрены, в основном, развертки во времени колебаний намагниченности и упругого смещения в различных режимах, причем внимание уделено лишь одной из компонент того и другого. В то же время, в разделах 9-11 показано, что колебания другой компоненты происходят несколько отличным образом, что проявляется в весьма сложной структуре получающихся параметрических портретов. Особенности таких портретов затронуты лишь в малой степени, поэтому представляет интерес более подробное их исследование с подробной интерпретацией их сложного характера.

3. Процесс детектирования второго порядка исследован, в значительной степени, с чисто описательной стороны, то есть приведены факты без достаточного выявления их причин. Представляет интерес более подробное выявление механизма детектирования, в том числе различия между характером колебаний магнитной и упругой систем в том случае, когда спектр магнитных колебаний содержит основную (несущую) частоту с весьма малой примесью частоты модуляции, тогда как упругие колебания происходят точно на частоте модуляции, а примесь основной частоты отсутствует (режим №2). Требуется построение подробной модели, по-видимому, векторного характера, наглядно интерпретирующей отмеченную особенность.

4. Роль продольной составляющей колебаний намагниченности, имеющей квадратичный характер, лишь качественно упомянута со ссылкой на структуру уравнения колебаний упругого смещения с учетом связи с магнитной системой.

Представляет интерес более подробное аналитическое рассмотрение таких колебаний в условиях модуляции с построением соответствующей модели векторного характера.

5. В качестве важнейшей особенности режима №3 отмечены колебания вектора намагниченности, происходящие не только в плоскости пластины, но и во всем трехмерном пространстве вплоть до полной переориентации намагниченности. Отмечен хаотический характер таких колебаний, свойственный только модулированному возбуждающему сигналу. Явная причина такого поведения намагниченности не выявлена. Остается в тени также механизм передачи энергии колебаний намагниченности упругой системе, обеспечивающий непрекращающийся рост амплитуды упругих колебаний, в том числе после насыщения амплитуды колебаний магнитных. Представляет интерес как аналитическое рассмотрение этого вопроса, так и построение соответствующей векторной и энергетической моделей.

6. В разделах 12-14 показано, что даже весьма небольшое отклонение ориентации постоянного поля от нормали к плоскости пластины приводит к значительному усилению эффекта детектирования. Однако как ориентационные характеристики (в том числе в условиях переориентации), так и механизм такого усиления не выявлены. Представляет интерес подробное исследование этих особенностей с интерпретацией на основе наглядных моделей векторного характера, а также рассмотрение возможности подробного аналитического решения задачи.

7. Значительная часть настоящей работы посвящена рассмотрению случая совпадения частоты модуляции с частотой собственного резонанса упругой системы. Однако в разделах 19-20 показано, что даже при небольшой относительной расстройке этих частот характер колебаний упругого смещения обогащается значительным количеством дополнительных частот. Представляет интерес как последовательное исследование спектров упругих колебаний (не только в режиме №2, но и в режимах №1 и №3), так и подробная интерпретация

обогащения спектра с выявлением механизма и построением наглядных моделей.

8. В разделах 17 и 18 отмечены дополнительные особенности упругих колебаний, возбуждаемых амплитудно модулированным переменным полем, такие как квазихаотический режим и нестационарная задержка установления стационарной амплитуды. Представляет интерес как более подробное исследование этих эффектов, так и наглядная их интерпретация, в том числе с возможным привлечением модели вынужденных колебаний двух связанных нелинейных осцилляторов.

Заключение

Рассмотрены колебания намагниченности в нормально намагниченной тонкой пластине, обладающей магнитоупругими свойствами, происходящие под воздействием амплитудно модулированного переменного поля. В качестве главного предмета рассмотрения избрано детектирование амплитудно модулированного сигнала, состоящее в выделении из общего спектра частоты модуляции за счет использования резонансных свойств упругих колебаний магнитной пластины.

Записано выражение для плотности энергии, содержащее магнитную, упругую и магнитоупругую составляющие. На основе анализа плотности энергии выявлены два возможных варианта детектирования – первого и второго порядка, различающиеся продольной и поперечной поляризацией упругих колебаний по толщине магнитной пластины. Отмечено, что главное внимание дальнейшего рассмотрения уделено детектированию второго порядка.

Получены уравнения движения для намагниченности и упругого смещения, а также граничные условия на поверхностях пластины. Записан закон изменения во времени переменного поля, амплитуда которого модулирована по амплитуде синусоидальным сигналом с заданным коэффициентом модуляции. Наглядно представлена схема формирования

модулированного по амплитуде сигнала на основе исходного сигнала и сигнала модуляции.

Приведено качественное описание процесса детектирования промодулированного сигнала при различных его уровнях. Отмечено, что эффективное детектирование, будучи существенно нелинейным процессом, имеет место только при достаточно высоком уровне исходного сигнала. При этом необходимым условием является выбор толщины пластины, соответствующий первой моде упругого резонанса на частоте модуляции.

Приведены развертки во времени магнитных и упругих колебаний при различных уровнях переменного поля, позволяющие судить об эффективности процесса детектирования на количественном уровне. В соответствии с изменением характера тех и других колебаний по мере увеличения амплитуды переменного поля выделены три режима.

Режим №1 – линейный. Упругие колебания пластины при любой ее толщине происходят точно на частоте переменного поля. Амплитуда упругих колебаний крайне мала и резонансные свойства пластины не проявляются.

Режим №2 – умеренно нелинейный. При точной настройке толщины пластины на частоту сигнала модуляции, в пластине возбуждаются интенсивные упругие колебания на частоте модуляции, то есть происходит эффективное детектирование исходного сигнала. Амплитуда колебаний превосходит амплитуду таковых в линейном режиме на несколько порядков.

Режим №3 – сильно нелинейный. Колебания намагниченности становятся неустойчивыми, приобретая близкую к хаотической составляющую. Детектирование исходного сигнала по-прежнему имеет место и амплитуда упругих колебаний растет, однако продетектированный сигнал теряет чистоту, обогащаясь более высокочастотными гармониками.

Отмечено, что условием эффективного детектирования является возможно более точная настройка собственной частоты упругих колебаний пластины на частоту модуляции.

Рассмотрены зависимости амплитуд колебаний намагниченности и упругого смещения от амплитуды переменного поля. Показано, что по мере увеличения переменного поля амплитуда колебаний намагниченности сначала растет, после чего насыщается, что соответствует развороту конуса прецессии до полного круга. При дальнейшем увеличении переменного поля колебания намагниченности становятся неустойчивыми, вектор намагниченности хаотическим образом выходит из плоскости, формируя сильную составляющую вдоль направления постоянного поля.

Амплитуда упругих колебаний по мере увеличения переменного поля растет двухступенчатым образом. Первая ступень имеет место при стабильных колебаниях намагниченности, вторая – после перехода намагниченности к нестационарным колебаниям. В обоих случаях рост амплитуды упругих колебаний имеет квадратичную зависимость от амплитуды переменного поля, однако в пределах первой ступени числовой коэффициент при квадрате переменного поля на два порядка превышает таковой для второй ступени.

Для выявления роли характера поляризации возбуждающего поля рассмотрены случаи круговой и линейной поляризации при низком и высоком уровнях возбуждения. Показано, что в случае круговой поляризации параметрический портрет колебаний намагниченности при любом уровне возбуждения представляет собой правильную окружность. В случае линейной поляризации при высоком уровне возбуждения портрет представляет собой совокупность двух эллипсов, по концам больших осей соединенных перемычками, на общем портрете образующими перетяжку.

Отмечено, что эффект детектирования обусловлен именно отклонением прецессии намагниченности от правильного круга в случае линейной поляризации при высоком уровне возбуждения. Рассмотрено соотношение осей параметрического портрета для намагниченности при увеличении амплитуды переменного поля. Отмечено, что по характеру деформации параметрического портрета можно выделить три критических поля. Первое критическое поле соответствует началу отклонения формы портрета от правильной окружности и

формированию эллипса. Второе критическое поле соответствует началу образованию перетяжки между широкими образующими эллипса. Третье критическое поле соответствует смыканию противоположных сторон перетяжки и образованию двух отдельных эллипсов, соединенных периферическими перемычками. Показано, что первое и второе критические поля соответствуют границам между режимами №1 и №2 (первое), а также между режимами №2 и №3 (второе). Третье критическое поле приходится на область развившегося режима №3, где развертка колебаний намагниченности во времени имеет хаотический характер.

Относительно процесса детектирования рассмотрено участие продольной компоненты намагниченности в формировании поперечной компоненты упругого смещения. Показано, что выделение частоты модуляции при детектировании второго порядка происходит за счет квадратичности продольной компоненты намагниченности. Рассмотрены развертки во времени колебаний продольной компоненты намагниченности при различных значениях переменного поля во всех трех режимах. Показано, что во всех режимах структура колебаний продольной компоненты намагниченности имеет четко выраженную составляющую с частотой модуляции. В режиме №1 (линейном) амплитуда составляющей с частотой модуляции не превышает 10% от полной длины вектора намагниченности. В режиме №2 (слабо нелинейном) амплитуда той же составляющей возрастает до 50% и в области максимумов становится неустойчивой. В режиме №3 (сильно нелинейном) колебания имеют резко неустойчивый характер, сопровождаемый хаотической переориентацией намагниченности от положительного направления постоянного поля до отрицательного.

Отмечен факт резкого (до плюс бесконечности) увеличения упругого смещения при достаточно высоком (пороговом) уровне возбуждения, интерпретированный как механическое разрушение магнитной пластины.

Рассмотрены особенности процесса детектирования в случае несимметричности постоянного поля, то есть при его отклонении от нормали к

плоскости пластины. Показано, что возникающая при этом поперечная составляющая переменной намагниченности, складываясь с действием исходного переменного поля, приводит к резкому увеличению эффективности процесса детектирования. Отмечено, что даже незначительное нарушение симметрии системы, а именно, отклонение направления постоянного поля от нормали к плоскости пластины на единицы градусов, повышает эффективность детектирования весьма существенным образом (на порядок и более).

Исследованы зависимости размаха колебаний упругого смещения на частоте модуляции от амплитуды переменного поля при различных значениях поперечной составляющей постоянного поля. Показано, что при всех значениях поперечного постоянного поля вплоть до предела статической переориентации зависимость амплитуды упругого смещения от амплитуды переменного поля в двойном логарифмическом масштабе представляет собой прямую линию. Отмечено, что наблюдаемая зависимость в области режима №3 имеет фракталоподобный характер.

Рассмотрено влияние поперечной компоненты постоянного поля на размах упругих колебаний. Показано, что размах упругих колебаний по мере увеличения поперечной компоненты постоянного поля, в основном, увеличивается. Однако увеличение имеет монотонный характер только при амплитуде переменного поля, соответствующей режиму №1, а в режимах №2 и особенно №3 участки подъема перемежаются участками спада, сохраняя общую тенденцию к увеличению.

Отмечено, что для более корректного рассмотрения влияния поперечной составляющей постоянного поля при аналитическом решении задачи следует с самого начала учитывать отклонение направления поля от нормали к плоскости пластины с обязательным нахождением равновесного положения намагниченности и учетом ее взаимодействия с упругой системой.

Рассмотрены некоторые дополнительные особенности процесса установления непрерывного во времени режима упругих колебаний в условиях небольшого отклонения постоянного поля от нормали к плоскости пластины.

Отмечено, что в режиме №3 при некоторых значениях уровня возбуждения упругие колебания являются сильно нестационарными, так что их амплитуда меняется хаотическим образом. Такое хаотическое возбуждение происходит только в небольших интервалах изменения амплитуды переменного поля, причем по обе стороны от концов каждого такого интервала характер колебаний сохраняется регулярным. Ширина каждого интервала составляет от 5% до 7% от амплитуды переменного поля внутри этого интервала, а сами интервалы разнесены друг от друга на расстояния порядка половины и более от той же амплитуды.

Другой особенностью процесса установления упругих колебаний является нестационарная задержка во времени до достижения полностью регулярного характера колебаний. То есть до определенного момента времени колебания являются существенно нестационарными, а по прошествии этого момента их амплитуда и форма полностью стабилизируются. Показано, что время задержки установления со временами релаксации как магнитной, так и упругой систем не связано, причем превышает эти времена на порядок и более. Нестационарная задержка имеет место в узком интервале изменения амплитуды переменного поля, порядка 6% от такой амплитуды, причем по обе стороны от этого интервала задержка отсутствует. Факт множественности интервалов в рамках настоящей работы в достаточной степени не установлен.

Отмечена аналогия наблюдаемой задержки установления упругих колебаний с нестационарным запаздыванием возбуждения магнитоупругих колебаний в режиме умножения частоты. Анализ таких колебаний выполнялся в квадратичном приближении на основе системы двух нелинейных уравнений второго порядка («система Иванова») с привлечением модели динамического потенциала. Отмечена возможность использования подобной модели для интерпретации рассматриваемой в настоящей работе задержки установления упругих колебаний.

В режиме №2 рассмотрены особенности процесса детектирования при изменении частоты модуляции. Отмечено, что при точном совпадении частоты

модуляции с частотой собственного резонанса упругой системы упругие колебания происходят точно на частоте модуляции и имеют синусоидальный характер. При отстройке частоты модуляции от частоты упругого резонанса на единицы процентов период упругих колебаний возрастает в несколько раз и форма их сильно отличается от синусоидальной, принимая вид многократно чередующихся максимумов и минимумов различной амплитуды.

Исследован спектр упругих колебаний при отстройке частоты модуляции от частоты резонанса упругой системы, для чего выполнен их гармонический анализ на промежутке времени, равном одному периоду колебаний в случае расстройки. Приведены развертки во времени колебаний упругого смещения, схемы выбора точек для гармонического анализа и спектры колебаний упругой системы в случаях отсутствия и наличия расстройки. Получены Фурье-спектры разверток колебаний для обоих случаев, нормированные на амплитуду максимальной составляющей спектра. Отмечено, что при совпадении частоты модуляции с резонансной частотой упругой системы в спектре преобладает составляющая на частоте модуляции. Показано, что отстройка частоты модуляции от частоты резонанса упругой системы на единицы процентов приводит к падению амплитуды упругих колебаний на частоте модуляции более чем на порядок и многократному росту амплитуды таких колебаний на комбинационных частотах, находящихся в дробном отношении с частотой модуляции.

Приведены некоторые дополнительные замечания, касающиеся расстройки частот, выявляющие весьма сложный и крайне разнообразный характер спектров возбуждаемых упругих колебаний.

Кратко перечислены основные задачи, следующие из проведенного рассмотрения, могущие составить предмет для дальнейших исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №17-02-01138-а).

Литература

1. Кикучи Е. Ультразвуковые преобразователи. М.: Мир. 1972.
2. Голямина И.П. // Магнитострикционные излучатели из ферритов. В кн.: Физика и техника мощного ультразвука. Кн.1. Источники мощного ультразвука. М.: Наука. 1967.
3. Comstock R.L., LeCraw R.C. Generation of microwave elastic vibrations in a disk by ferromagnetic resonance. // J. Appl. Phys., 1963, v.34, №10, p.3022-3027.
4. Ле-Кроу Р., Комсток Р. Магнитоупругие взаимодействия в ферромагнитных диэлектриках. // В кн.: У. Мэзон (ред.): Физическая акустика. Т.3Б. Динамика решетки. М.: Мир. 1968. С.156.
5. Eshbach J.R. Spin-wave propagation and the magnetoelastic interaction in yttrium iron garnet. // JAP. 1963. V.34. №4. P.1298.
6. Eggers F.G., Strauss W. A UHF delay line using single-crystal yttrium iron garnet. // JAP. 1963. V.34. №4. P.1180.
7. Schlömann E. Generation of spin waves in nonuniform magnetic fields. I. Conversion of electromagnetic power into spin-wave power and vice versa. // JAP. 1964. V.35. №1. P.159.
8. Schlömann E., Joseph R.I. Generation of spin waves in nonuniform dc magnetic fields. II. Calculation of the coupling length. // JAP. 1964. V.35. №1. P.167.
9. Schlömann E., Joseph R.I. Generation of spin waves in nonuniform magnetic fields. III. Magneto-elastic interaction. // JAP. 1964. V.35. №8. P.2382.
10. Schlömann E., Joseph R.I., Kohane T. Generation of spin waves in nonuniform magnetic fields, with application to magnetic delay line. // Proc. IEEE. 1965. V.53. №10. P.1495.
11. Dreher L., Weiler M., Pernpeintner M., Huebl H., Gross R., Brandt M.S., Goennenwein S.T.B. Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: theory and experiment. // Phys. Rev. B. 2012. V.86. №13. P.134415(13).
12. Bigot J.V., Vomir M. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. // Ann.

- Phys. (Berlin). 2013. V.525. №1-2. P.2-30.
13. Thevenard L., Gourdon C., Prieur J.Y., Von Bardeleben H.J., Vincent S., Becerra L., Largeau L., Duquesne J.Y. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers. // Phys. Rev. B. 2014. V.90. №9. P.094401(8).
 14. Ka Shen, Bauer G.E.W. Laser-induced spatiotemporal dynamics of magnetic films. // Phys. Rev. Lett. 2015. V.115. №19. P.197201(5).
 15. Walowski J., Münzenberg M. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics. // Journ. Appl. Phys. 2016. V.120. №14. P.140901(16).
 16. Чернов А.И., Кожаев М.А., Ветошко П.М., Додонов Д.В., Прокопов А.Р., Шумилов А.Г., Шапошников А.Н., Бержанский В.Н., Звездин А.К., Белотелов В.И. Локальное зондирование магнитных пленок с помощью оптического возбуждения магнитостатических волн. // ФГТ. 2016. Т.58. №6. С.1093.
 17. Chang C.L., Tamming R.R., Broomhall T.J., Janusonis J., Fry P.W., Tobey R.I., Hayward T.J. Selective excitation of localized spin-wave modes by optically pumped surface acoustic waves. // Phys. Rev. Applied. 2018. V.10. №3. P.034068(8).
 18. Kim S.-K. Micromagnetic computer simulations of spin waves in nanometer-scale patterned magnetic elements. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V.43. P.264004(25).
 19. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Советское радио. 1964.
 20. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь. 1986.
 21. Харкевич А.А. Основы радиотехники. М.: Физматлит. 2007.
 22. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Гос.Изд. физ.-мат.лит. 1960.
 23. Джаффе Д., Качерис Дж., Караянис Н. Ферритовый детектор СВЧ. // В сб. статей: Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах. Пер. с

- англ. под ред. А.Г. Гуревича. // М.: ИЛ. 1961. С.23.
24. Simon J.C., Broussaud G. Detection with microwave ferrites. // *Compt. Rend. Acad. Sci.* 1954. V. 238. №24. P.2294.
25. Сул Г. Теория ферромагнитного резонанса при больших уровнях высокочастотной мощности. // В сб. статей: Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах. Пер. с англ. под ред. А.Г. Гуревича. // М.: ИЛ. 1961. С.163.
26. Моносов Я.А. // *Нелинейный ферромагнитный резонанс*. М.: Наука. 1971.
27. Захаров В.Е., Львов В.С., Старобинец С.С. Турбулентность спиновых волн за порогом их параметрического возбуждения. // *УФН*. 1974. Т.114. №4. С.609.
28. Львов В.С. *Нелинейные спиновые волны*. М.: Наука. 1987.
29. Temiryazev A.G., Tikhomirova M.P., Zilberman P.E. «Exchange» spin waves in nonuniform yttrium iron garnet films. // *J. Appl. Phys.* 1994. V.76. №12. P.5586.
30. Зильберман П.Е., Темирязов А.Г., Тихомирова М.П. Возбуждение и распространение обменных спиновых волн в пленках железо-иттриевого граната. // *ЖЭТФ*. 1995. Т.108. №1. С.281.
31. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Темирязов А.Г., Тихомирова М.П. Основная мода нелинейного спин-волнового резонанса в нормально намагниченных ферритовых пленках. // *ФТТ*. 2000. Т.42. №6. С.1062.
32. Семенцов Д.И., Шутый А.М. Нелинейная регулярная и стохастическая динамика намагниченности в тонкопленочных структурах. // *УФН*. 2007. Т.177. №8. С.831.
33. Gerrits Th., Schneider M.L., Kos A.B., Silva T.J. Large-angle magnetization dynamics measured by time-resolved ferromagnetic resonance. // *Phys.Rev.B*. 2006. V.73. №9. P.094454(7).
34. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. // *РЭ*. 2009. Т.54. №7. С.863.
35. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение

- гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2013. №2. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/feb13/10/text.pdf>.
36. 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». М.: НИУ МЭИ. 2013. С.164.
37. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе. // РЭ. 2014. Т.59. №5. С.482.
38. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука. 1965.
39. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. 1982.
40. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит. 1994.
41. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука. 1972.
42. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. 1973.
43. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. М.: Наука. 1973.
44. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Возбуждение гиперзвуковых колебаний при перемагничивании нормально намагниченной ферритовой пластины. // РЭ. 2014. Т.59. №6. С.572.
45. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейная динамика установления намагниченности в ферритовой пластине с магнитоупругими свойствами в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2010. Т.55. №6. С.689.
46. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. М.: Физматлит. 2018.

47. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Динамика намагниченности в условиях изменения её ориентации. М.: Физматлит. 2019.
48. Туров Е.А., Шавров В.Г. Об энергетической щели для спиновых волн в ферро- и антиферромагнетиках, связанной с магнитоупругой энергией. // ФТТ. 1965. Т.7. №1. С.217.
49. Боровик-Романов А.С., Рудашевский Е.Г. О влиянии спонтанной стрикции на антиферромагнитный резонанс в гематите. // ЖЭТФ. 1964. Т.47. №6(12). С.2095.
50. 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. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jul17/6/text.pdf>
51. 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. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/aug17/5/text.pdf>.
52. 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. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/aug17/6/text.pdf>.
53. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Модельное представление запаздывания возбуждения магнитоупругих колебаний в режиме умножения частоты. // Сборник трудов XXV Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». М.: НИУ МЭИ. 2017. С.222.
54. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейная задержка возбуждения гиперзвука магнитострикционным преобразователем в режиме умножения частоты. // Сборник трудов международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах (НМММ-2018)». МИРЭА. Москва: Буки Веди. 2018. С.401.

55. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Динамический потенциал как модель нестационарного запаздывания возбуждения магнитоупругих колебаний в режиме умножения частоты. // Сборник трудов XXVI Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». М.: ИНФРА-М. 2018. С.243.
56. Власов В.С., Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Применение модели связанных осцилляторов для анализа нелинейного возбуждения гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. Часть 1. Основные уравнения. // РЭ. 2015. Т.60. №1. С.79.
57. Власов В.С., Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Применение модели связанных осцилляторов для анализа нелинейного возбуждения гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. Часть 2. Некоторые нелинейные явления. // РЭ. 2015. Т.60. №3. С.297.
58. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Анализ автомодуляционных колебаний в магнитоупругой среде на основе модели связанных магнитного и упругого осцилляторов. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2015. №5. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/may15/4/text.pdf>.
59. 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. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jun15/9/text.pdf>.
60. Романовский П.И. Ряды Фурье. Теория поля. Аналитические и специальные функции. Преобразование Лапласа. М.: Наука. 1964.

Для цитирования:

В. С. Власов, Д. А. Плешев, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. Нелинейное детектирование магнитоупругих колебаний в режиме амплитудной модуляции. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. № 3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar19/7/text.pdf>
DOI 10.30898/1684-1719.2019.3.7