

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.11.3>

УДК: 537.874; 537.624

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ МАГНИТОУПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В СХЕМЕ МАГНИСТРИКЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Ф.Ф. Асадуллин¹, Д.А. Плешев¹, В.Г. Шавров², В.И. Щеглов²

¹ Сыктывкарский лесной институт
167982, Сыктывкар, ул. Ленина, 39

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

Статья поступила в редакцию 23 июня 2024 г.

Аннотация. Работа посвящена рассмотрению параметрического возбуждения нестационарных магнитоупругих колебаний в схеме магнистрикционного преобразователя при воздействии света от фемтосекундного лазера. Рассмотрена синусоидальная модуляция намагниченности насыщения. Выделены два режима – знакопостоянный и знакопеременный. Показано, что при знакопеременной модуляции возникает резко выраженный нестационарный запаздывающий всплеск амплитуды магнитных и упругих колебаний. Показано, что в механизме формирования всплеска решающую роль играет магнитоупругое взаимодействие. Исследованы зависимости амплитуды всплеска от константы магнитоупругого взаимодействия, от параметров магнитной и упругой релаксации, от величины постоянного поля и толщины магнитоупругой пластины. Исследована структура всплеска при изменении величины шага по времени. Показано, что изменение шага приводит к изменению положения всплеска по времени и его амплитуды, что говорит о

фрактальном характере всплеска. Приведены некоторые рекомендации для дальнейшего развития работы.

Ключевые слова: магнитоупругое взаимодействие, параметрическое возбуждение, нестационарные колебания.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Автор для переписки: Щеглов Владимир Игнатьевич, vshcheg@cplire.ru

Введение

Информационные технологии сегодняшнего дня активно обращаются к процессам пикосекундной и фемтосекундной длительности, реализуемым на основе использования фемтосекундного лазера [1-3]. Важное место здесь занимают среды, обладающие магнитоупругими свойствами. Традиционным инструментом исследования является метод «накачки-зонда», при котором возмущение магнитных свойств среды, вызванное фемтосекундным лазером (накачкой), регистрируется зондирующим лучом от другого лазера (зонда) по эффекту Фарадея или Керра [4-7].

Воздействие мощного импульса света приводит к резкому повышению температуры среды с соответствующим уменьшением ее намагниченности [8-18]. Для интерпретации уменьшения намагниченности используется «трехтемпературная модель», согласно которой наиболее быстрое изменение намагниченности происходит за счет перестройки спиновой системы, время изменения намагниченности за счет которой исчисляется пико и фемтосекундами [2, 3, 16-18].

В настоящей работе рассматривается фемтосекундное воздействие света на магнитоупругую систему, которая рассматривается в геометрии магнитострикционного преобразователя. При этом предполагается, что изменение намагниченности происходит не единым скачком, а меняется модулированным образом в соответствии с синусоидальным сигналом модуляции. Собственные частоты колебаний магнитной и упругой систем

предполагаются равными друг другу, а параметрическое воздействие на магнитную систему осуществляется с частотой в два раза выше собственной.

1. Геометрия и основные параметры задачи

Геометрия магнитной части задачи, соответствующая схеме магнитострикционного преобразователя, совпадающая с принятой в работах [19-22], показана на рис. 1

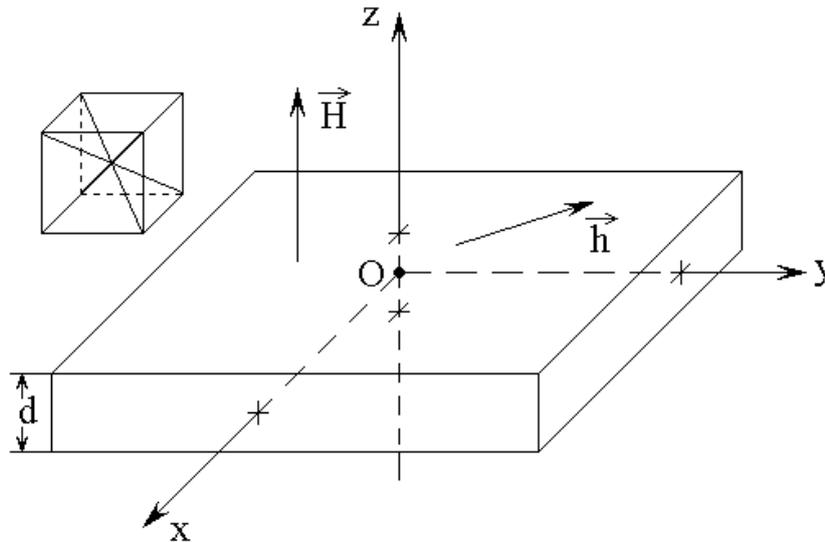


Рис. 1. Геометрия магнитной части задачи.

В основе геометрии лежит плоскопараллельная пластина толщины d , обладающая магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами. Материал пластины имеет кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100) которой совпадает с плоскостью пластины. Внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0 приложено перпендикулярно плоскости пластины, в плоскости пластины действует переменное магнитное поле \vec{h} . 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, так что ее плоскости соответствуют координатам $z = \pm d/2$.

Следуя [22], приведем полную систему уравнений движения и граничные условия для намагниченности и упругого смещения.

Уравнения для намагниченности:

$$\frac{\partial m_x}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_y + \alpha m_x m_z) H_{ez} - (m_z - \alpha m_y m_x) H_{ey} - \alpha (m_y^2 + m_z^2) H_{ex} \right], \quad (1)$$

а уравнения для m_y и m_z получаются из (1) циклической перестановкой x, z, y .

В этих уравнениях $m_{x,y,z} = M_{x,y,z}/M_0$ – нормированные компоненты намагниченности, M_0 – намагниченность насыщения, α – параметр магнитного затухания, γ – гиромагнитная постоянная.

Входящие в уравнения (1) эффективные поля имеют вид:

$$H_{ex} = h_x + H_{ax}; \quad (2)$$

$$H_{ey} = h_y + H_{ay}; \quad (3)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z + H_{az}; \quad (4)$$

где $h_{x,y}$ – компоненты переменного поля, задаваемого извне, а $H_{ax,y,z}$ – компоненты переменного поля, определяемые магнитоупругим взаимодействием:

$$H_{ax} = -\frac{B_2}{M_0} \left[m_y \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + m_z \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) \right], \quad (5)$$

где $u_{x,y,z}$ – компоненты упругого смещения, B_2 – константа магнитоупругого взаимодействия, а U и t получаются из (5) циклической перестановкой $U(z, t)$,

$$v(z, t), \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{B_2}{c_{44}} \cdot z \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} (m_x m_z) + 2\beta \frac{\partial}{\partial t} (m_x m_z) \right].$$

Переменное поле, обеспечивающее прецессию намагниченности, имеет вид:

$$h_x = h_{0x} \sin(2\pi f t); \quad (6)$$

$$h_y = -h_{0y} \cos(2\pi f t). \quad (7)$$

Уравнения для упругого смещения:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}, \quad (8)$$

где c_{44} – константа (модуль) упругости, ρ – плотность материала пластины, β – параметр упругого затухания, а уравнение для u_y получается из (8) заменой x на y .

Граничные условия:

$$c_{44} \left. \frac{\partial u_x}{\partial z} \right|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_x m_z, \quad (9)$$

а условие для u_y получается из (9) заменой x на y .

Действие света осуществляется подачей импульса от лазера по нормали к плоскости пластины, то есть вдоль оси Oz . Главным результатом воздействия света является изменение намагниченности насыщения M_0 , что в расчете отражается на значениях нормировки параметров намагниченности. Длительность импульса света и получающееся значение намагниченности более подробно отмечаются в соответствующих частях работы. Предполагается, что в изменении намагниченности под действием света решающую роль играет малоинерционная спиновая система, поэтому изменение намагниченности во времени в рассматриваемом диапазоне параметров длительности импульса следует за изменением импульса света без задержки на релаксацию.

Система уравнений (1)-(9) решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка по методике, приведенной в [22]. Результатами расчета являлись развертки магнитных и упругих колебаний по времени.

При расчете использовались параметры материала, типичные для монокристалла железиттриевого граната (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 $\gamma = 2.8$ МГц Э⁻¹ равнялась 2800 МГц. Толщина пластины m_x равнялась 0.6865 мкм, что соответствовало упругому резонансу на частоте ФМР. Частота переменного поля f (6)-(7) равнялась резонансной, то есть тоже 2800 МГц. Амплитуды

переменных полей h_{0x} , h_{0y} в рамках настоящей работы оставалась равной 0.01 Э. Параметры затухания магнитной и упругой подсистем выбирались равными: $\alpha = 0.02$, $\beta = 10^9 \text{ с}^{-1}$.

2. Модуляция намагниченности насыщения

В рамках настоящей работы будем полагать, что намагниченность во времени промодулирована по синусоидальному закону.

Будем рассматривать два принципиально различных вида модуляции: знакопостоянную и знакопеременную.

В первом случае намагниченность всегда будет оставаться положительной, то есть не будет менять знак. Во втором случае в некоторые моменты времени намагниченность может становиться отрицательной, то есть может менять знак.

Замечание: заметим, что в классической ферромагнетике допустимо только положительное значение намагниченности, здесь же далее будем рассматривать оба варианта. Более подробно вопрос о возможности отрицательного значения обсуждается далее в разделе 14.

Будем полагать, что до некоторого момента времени модуляция отсутствует, так что намагниченность принимает исходное значение, после чего, начиная с этого момента времени намагниченность модулируется синусоидальной функцией. до произвольно большого значения времени, причем продолжительность действия синусоиды превышает ее период на порядок и более.

Будем обозначать далее промодулированную намагниченность через M_s , а намагниченность в отсутствие модуляции, то есть исходную, через M_0 . Для простоты рассмотрения возьмем амплитуду модуляции равной половине

исходной намагниченности, то есть $2\pi M_0$, то есть модулирующая функция имеет вид:

$$\xi_{\text{mod}} = 2\pi M_0 \sin[2\pi(2F_m)t], \quad (10)$$

где в настоящем рассмотрении частота сигнала модуляции положена равной удвоенной частоте собственных колебаний магнитной и упругой системы F_m , то есть составляет $2F_m$.

При этом в отсутствие модуляции результирующая намагниченность имеет вид:

$$4\pi M_s = 4\pi M_0, \quad (11)$$

При знакопостоянной модуляции результирующая намагниченность имеет вид:

$$4\pi M_s = 2\pi M_0 + 2\pi M_0 \sin[2\pi(2F_m)t], \quad (12)$$

так что намагниченность в процессе модуляции меняется от исходного значения до нуля.

При знакопеременной модуляции результирующая намагниченность имеет вид:

$$4\pi M_s = 2\pi M_0 \sin[2\pi(2F_m)t], \quad (13)$$

так что намагниченности меняется от половины исходного значения до отрицательной величины половины исходного значения.

При рассмотрении развития колебаний во времени будем далее различать два принципиально различных случая: первый – при малом интервале времени, сравнимым по длительности с временем релаксации магнитной и упругой систем, второй – при большом интервале времени, значительно превышающем времена релаксации той и другой систем.

3. Развитие колебаний в малом интервале времени

Обратимся к рис. 2, где показано развитие во времени намагниченности насыщения M_s (а, б), динамической намагниченности m_x (в, г) и упругого смещения u_x (д, е) в интервале времени от нуля до $5 \cdot 10^{-9}$ с, который имеет тот же порядок величины, что времена релаксации магнитной и упругой систем, но превышает эти времена в степени, достаточной, чтобы увидеть структуру развивающихся колебаний.

Левый столбец рисунка (эпюры а, в, д) соответствует знакопостоянному измерению намагниченности M_s , левый столбец (эпюры б, г, е) знакопеременному изменению намагниченности M_s . Для простоты сравнения с задачей о возбуждении упругих колебаний в условиях ферромагнитного резонанса [22], исходная намагниченность полагалась равной $M_0 = 1750$ Гс, соответствующей железоиттриевому гранату.

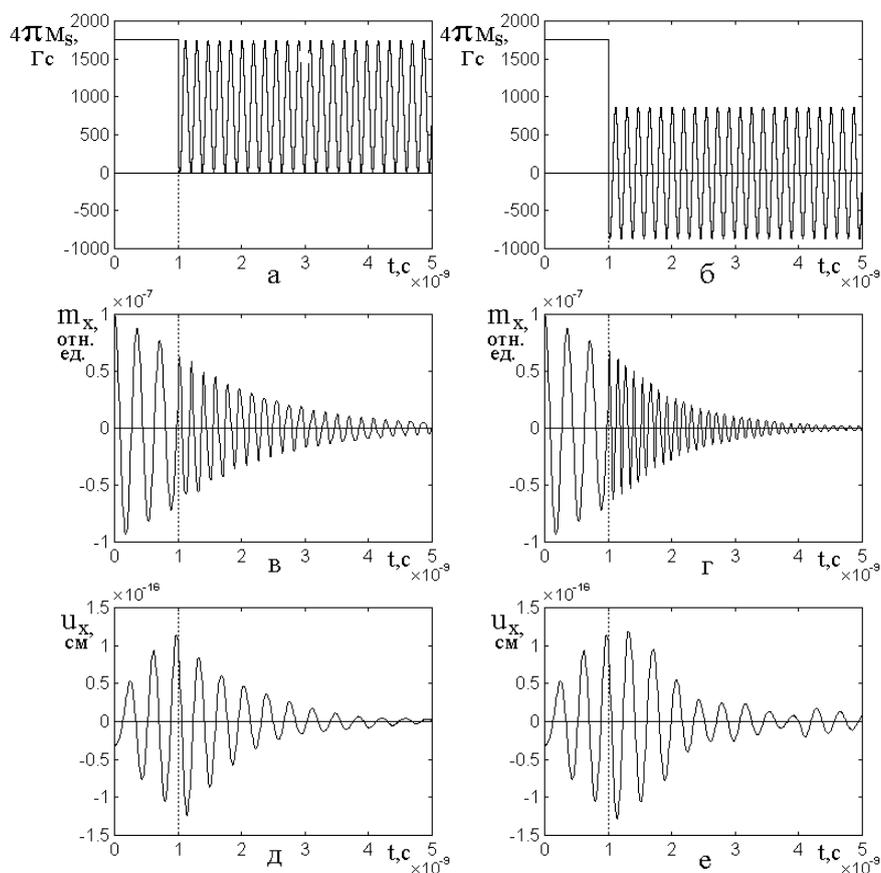


Рис. 2. Развитие во времени намагниченности насыщения (а, б), динамической намагниченности (в, г) и упругого смещения (д, е). Эпюры а, б построены по формулам (11)-(13), остальные соответствуют решениям системы (1)-(9).

На рис. 2а показано развитие намагниченности M_s в знакопостоянном режиме. До времени $1 \cdot 10^{-9}$ с, то есть до начала действия сигнала модуляции, намагниченность M_s , в соответствии с формулой (11), равняется 1750 Гс, а далее меняется в интервале от нуля до 1750 Гс в соответствии с формулой (12). Видно, что знак намагниченности M_s всегда остается положительным.

На рис. 2в показано для тех же условий развитие во времени динамической намагниченности m_x . Видно, что до времени $1 \cdot 10^{-9}$ с, то есть до начала модуляции, намагниченность, будучи задана начальным значением (здесь 10^{-7} отн.ед.), спадает по амплитуде в соответствии с законом релаксации, причем частота колебаний равняется собственной частоте магнитной системы. После включения модуляции, то есть после времени $1 \cdot 10^{-9}$ с амплитуда продолжает спадать по тому же закону, однако частота колебаний увеличивается, теперь принимая значение частоты модуляции, то есть в два раза выше собственной частоты магнитной системы.

На рис. 2д показано развитие колебаний упругого смещения. Видно, что сначала амплитуда этих колебаний увеличивается, до времени $1 \cdot 10^{-9}$ с, что соответствует возбуждению упругих колебаний за счет магнитных, происходящих на одной и той же частоте, равной собственной частоте той и другой систем. Однако далее, после момента времени $1 \cdot 10^{-9}$, то есть после включения модуляции, амплитуда упругих колебаний спадает, так как частота магнитных становится вдвое выше собственной частоты упругих колебаний и резонансный синхронизм нарушается. Спад амплитуды упругих колебаний происходит также в соответствии с законом релаксации, однако частота упругих колебаний всегда остается равной собственной частоте колебаний упругой системы.

Обратимся теперь к правому столбцу рис. 2, где показаны те же явления для случая знакопеременной модуляции.

На рис. 2б показано развитие намагниченности M_s в знакопеременном режиме. До времени $1 \cdot 10^{-9}$ с, то есть до начала действия сигнала модуляции,

намагниченность M_s , в соответствии с формулой (11), равняется 1750 Гс, а далее меняется в интервале от минус 875 Гс (то есть половины от 1750 Гс) до плюс 875 Гс (то есть также половины от 1750 Гс) в соответствии с формулой (13). Видно, что на каждом периоде колебаний знак намагниченности M_s меняется от плюса до минуса и обратно.

На рис. 2г показано для тех же условий развитие во времени динамической намагниченности m_x . Видно, что до времени $1 \cdot 10^{-9}$ с, то есть до начала модуляции, намагниченность, будучи задана начальным значением (здесь 10^{-7} отн.ед.), спадает по амплитуде в соответствии с законом релаксации, причем частота колебаний равняется собственной частоте магнитной системы. После начала модуляции намагниченность продолжает спадать также по закону релаксации, однако здесь несколько, хотя и незначительно, но все же слегка отличному от того же на рис. 2в, Частота спадающих колебаний теперь становится в полтора раза выше частоты модуляции, то есть в полтора раза выше, чем частота спадающих колебаний на рис. 2в. Можно полагать, что такое отличие связано с участием в возбуждении динамической намагниченности не просто основного значения, а модуля намагниченности M_s . В остальном колебания ведут себя подобно колебаниям на рис. 2в.

На рис. 2е показано развитие колебаний упругого смещения. Видно, что здесь амплитуда колебаний сначала нарастает, а после включения модуляции спадает, то есть подобно изменению амплитуды на рис. 2д. Некоторое различие состоит в не совсем плавном спаде амплитуды в соответствии с законом релаксации по экспоненте. Можно полагать, что здесь также сказывается более быстрый спад намагниченности на рис. 2г. Как и в предыдущем случае частота колебаний упругого смещения всегда остается равной собственной частоте колебаний упругой системы.

4. Развитие колебаний в большом интервале времени

Обратимся к рис. 3, где показано развитие во времени намагниченности насыщения M_s (а, б), динамической намагниченности m_x (в, г) и упругого смещения u_x (д, е) в интервале времени от нуля до $2 \cdot 10^{-8}$ с, который значительно превышает времена релаксации магнитной и упругой систем.

Структура рисунка полностью соответствует структуре рис. 2, то есть левый столбец (эпюры а, в, д) соответствует знакопостоянному измерению намагниченности M_s , левый столбец (эпюры б, г, е) знакопеременному изменению намагниченности M_s . Числовые значения намагниченности M_s также приняты теми же самыми, что при построении зависимостей намагниченности на рис. 2а, рис. 2б.

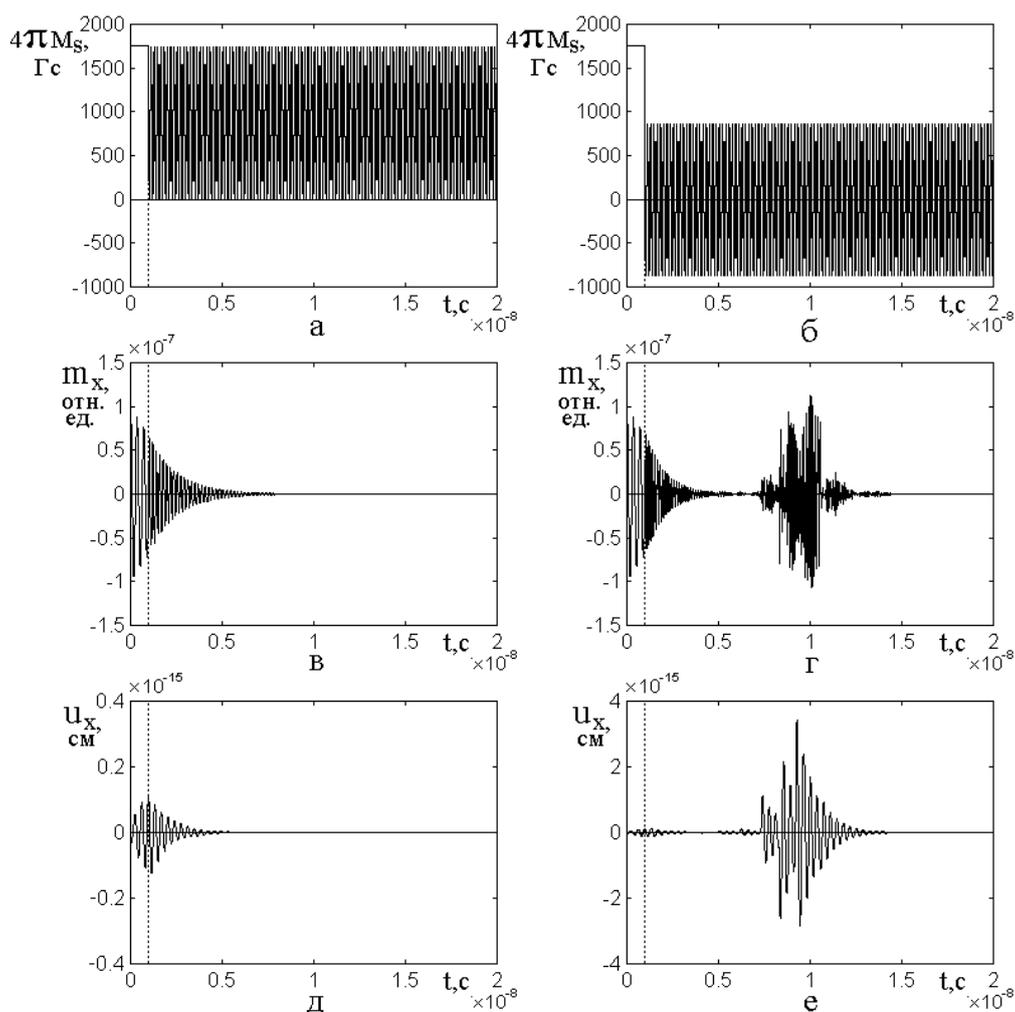


Рис. 3. Развитие во времени намагниченности насыщения (а, б), динамической намагниченности (в, г) и упругого смещения (д, е). Эпюры а, б построены по формулам (11)-(13), остальные соответствуют решениям системы (1)-(9).

Из рисунка видно, что в случае знакопостоянной намагниченности (левый столбец) колебания динамической намагниченности (рис. 3в) и упругого смещения (рис. 3д) ведут себя полностью аналогично предыдущему случаю (рис. 2, левый столбец).

Однако в случае знакопеременной намагниченности развитие динамической намагниченности (рис. 3г) имеет большой всплеск по амплитуде, наступающий с большой задержкой во времени – около $0.8 \cdot 10^{-8}$ с, которая превышает времена релаксации магнитной и упругой систем (около $0.4 \cdot 10^{-8}$ с) более чем в два раза. В интервале времени после окончания релаксации до начала всплеска видимые колебания намагниченности отсутствуют. Амплитуда колебаний намагниченности в области всплеска то есть от $0.8 \cdot 10^{-8}$ с до $1.2 \cdot 10^{-8}$ с достигает величины, сравнимой с начальным значением $1 \cdot 10^{-7}$ отн.ед. Частота колебаний внутри всплеска близка к удвоенной частоте модуляции.

Развитие во времени упругих колебаний (рис. 3е) здесь также испытывает значительные всплеск, по геометрии огибающей близкий к всплеску колебаний намагниченности (рис. 3г). Амплитуда колебаний в максимуме всплеска, составляет около $3 \cdot 10^{-15}$ см, что более чем на порядок превышает амплитуду упругих колебаний на рис. 3д ($0.1 \cdot 10^{-15}$ см). Частота колебаний упругого смещения по-прежнему везде сохраняется равной частоте собственных колебаний упругой системы.

Таким образом, как для магнитных, так и для упругих колебаний с определенным запаздыванием после начала модуляции намагниченности наблюдается сильный всплеск, амплитуда колебаний внутри которого по времени меняется, то есть имеет нестационарный характер. Для удобства дальнейшего обращения будем называть это явление «нестационарным запаздывающим всплеском».

5. Структура нестационарного запаздывающего всплеска

Ввиду необычности явления нестационарного запаздывающего всплеска, рассмотрим его структуру более подробно.

Обратимся к рис. 4, где показано развитие во времени в пределах всплеска компонент магнитных (а) и упругих (в) колебаний, а также приведены их параметрические портреты (б, г).

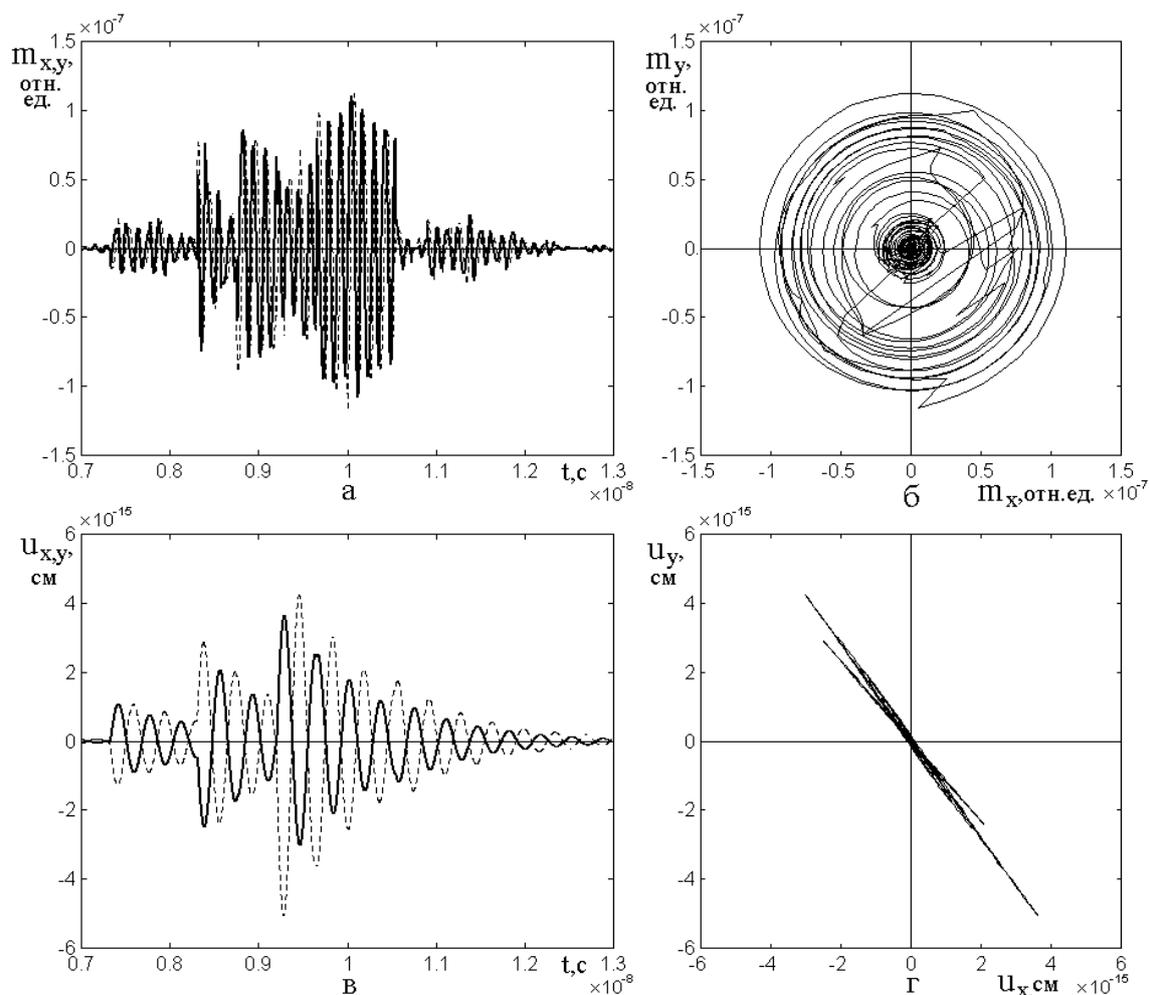


Рис. 4. Развитие во времени компонент магнитных (а) и упругих (в) колебаний, а также их параметрические портреты (б, г).

Сплошные линии на рис. (а) и (в) – компоненты m_x , u_x ,
пунктирные линии на тех же рисунках – компоненты m_y , u_y .

Из рисунка видно, что в пределах всплеска основная частота колебаний совпадает с таковой для начального времени, после включения модуляции до окончания первичной релаксации (рис. 2г, е). При этом частота магнитных колебаний, как и на рис. 2г, близка к полуторной частоте модуляции. Частота

упругих колебаний всегда остается равной частоте собственных колебаний упругой системы.

Из рис. 4а видно, что колебания компоненты m_y (пунктир) смещаются по фазе относительно колебаний m_x (сплошная линия) на 90 градусов. В результате такого фазового сдвига параметрический портрет (рис. 4б) имеет вид правильных окружностей, диаметры которых соответствуют амплитудам отдельных периодов развертки по времени. Можно полагать, что такое правильное развитие колебаний намагниченности обусловлено прецессионным характером ее движения по правому кругу.

Из рис. 4в видно, что колебания упругого смещения u_y (пунктир) смещены по фазе относительно колебаний u_x (сплошная линия) на 180 градусов, то есть находятся в противофазе. Амплитуда колебаний u_y превышает амплитуду u_x на 10%. Параметрический портрет (рис. 4г) имеет вид, близкий к прямой линии, несколько уширенной за счет нестационарности колебаний, ориентированной во 2 и 4 четвертях плоскости, что соответствует противофазности колебаний. Можно полагать, что такой характер упругих колебаний обусловлен их вторичностью по отношению к колебаниям намагниченности. Заметим однако, что этот вопрос требует более подробного рассмотрения.

Примечательным моментом, хорошо видимым из рис. 4а и рис. 4в, является циклический характер развития тех и других колебаний. То есть их амплитуда довольно быстро нарастает, после чего, пройдя через максимум, спадает близким к релаксационному образом. Подобная цикличность наблюдается и при других значениях параметров задачи. Можно полагать, что общий характер цикличности требует более подробного рассмотрения.

6. Спектральные характеристики нестационарного запаздывающего всплеска

Как видно из рис. 4а и рис. 4в, в развитии тех и других колебаний преобладает какая-то определенная частота, поэтому рассмотрим это вопрос более подробно.

На рис. 5 показаны спектры колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б) в пределах нестационарного запаздывающего всплеска, рассмотренного на рис. 4.

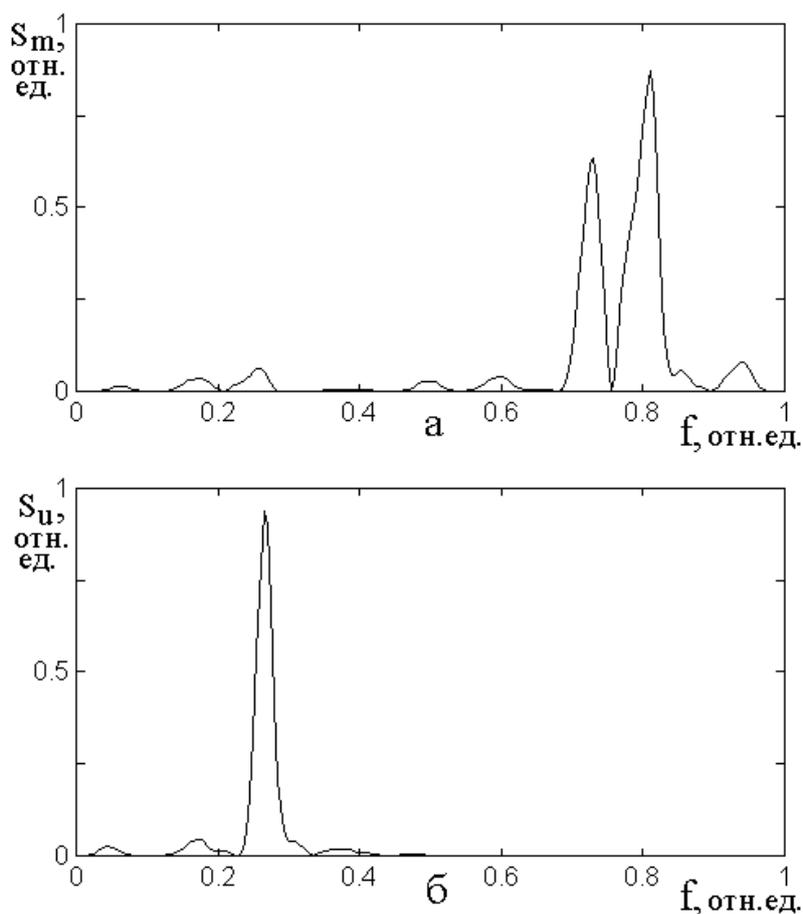


Рис. 5. Спектры колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б) в пределах нестационарного запаздывающего всплеска, рассмотренного на рис. 4.

Спектры построены в относительных единицах, причем масштабы по частоте совпадают.

Из рисунка можно видеть, что спектр колебаний намагниченности имеет два плотно расположенных максимума вблизи частот 0.73 и 0.82 отн.ед., которые близки к полуторной частоте модуляции. Заметим, что раздвоение линии требует более подробного рассмотрения, а здесь остановимся лишь на ее

обобщенном характере. Спектр колебаний упругого смещения имеет всего одну единственную линию вблизи 0.28 отн.ед., которая соответствует собственной частоте упругой системы, которая с учетом знакопеременного характера модуляции, меньше частоты собственно модуляции в два раза. Таким образом, получаем, что соотношение частот упругих и магнитных колебаний должно составлять около трех, как это и видно из их численных значений

7. Решающая роль магнитоупругого взаимодействия

Среди факторов, влияющих на существование нестационарного запаздывающего всплеска, в первую очередь следует отметить магнитоупругое взаимодействие. Так, проверка показала, что в отсутствие магнитоупругости, то есть при отсутствии связи магнитной системы с упругой, при изменении любых параметров модуляции намагниченности нестационарный всплеск получить не удастся. То есть в формировании всплеска намагниченности решающая роль принадлежит упругой системе. Поэтому рассмотрим влияние магнитоупругого взаимодействия более подробно.

Будем считать, что в общем случае магнитоупругое взаимодействие в системе, описываемой уравнениями (1)-(9), определяется величиной константы B_2 . Для удобства сравнения с реальными материалами будем считать константу магнитоупругости кратной таковой для железиттриевого граната, то есть:

$$B_2 = N_B \cdot B_2(YIG), \quad (14)$$

где $B_2(YIG) = 6.96 \cdot 10^6$ эрг см⁻³. – константа магнитоупругого взаимодействия для железиттриевого граната, а N_B – коэффициент соответствующей кратности:

$$N_B = \frac{B_2}{B_2(YIG)}. \quad (15)$$

Предварительная проверка показала, что константа магнитоупругости может принимать значения в пределах изменения N_B от нуля, до величины порядка 1.7, после чего колебания становятся нестабильными и уже с первых

моментов времени, задолго до развития запаздывания, система уходит на бесконечность. Такой уход происходит, как правило, при стремлении динамической намагниченности к единице, то есть динамическая намагниченность ложится в плоскость.

При этом во всем допустимом интервале изменения N_B расположение по времени и форма огибающей всплеска при изменении константы магнитоупругости меняются не более чем на 19%, то есть всплеск остается на одном и том же месте и его форма почти не изменяется. Поэтому в качестве основной характеристики, определяющей нестационарный запаздывающий всплеск, будем считать максимальную амплитуду колебаний в пределах всплеска.

Обратимся к рис. 6, где показана зависимость амплитуды всплеска по намагниченности от коэффициента N_B . Посторенние начато со значения $N_B = 0.8$, ниже которого всплеск не наблюдается. Точки – результаты расчета по системе (1)-(9).

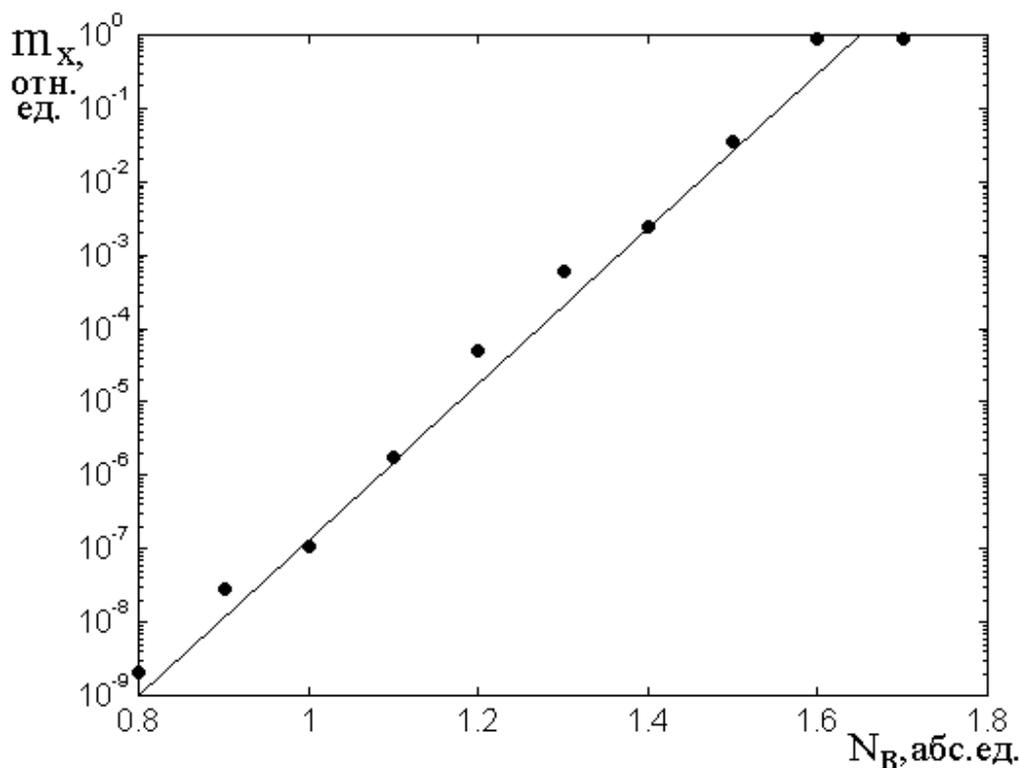


Рис. 6. Зависимость амплитуды всплеска по намагниченности от коэффициента N_B . Точки – результаты расчета по системе (1)-(9).
Аппроксимирующая прямая построена по формуле (29).

Из рисунка видно, что амплитуда намагниченности после значения N_B растёт весьма быстрым образом, так что для изображения пришлось использовать логарифмический масштаб. Видно, что точки довольно близко ложатся на прямую линию, что говорит о том, что зависимость имеет экспоненциальный характер. Более подробно способ построения прямой выделен в отдельный раздел 8, следующий далее.

Обратимся к рис. 7, где показана зависимость амплитуды всплеска по упругому смещению от коэффициента N_B . Посторенние начато со значения $N_B = 0.8$, ниже которого всплеск не наблюдается. Точки – результаты расчета по системе (1)-(9).

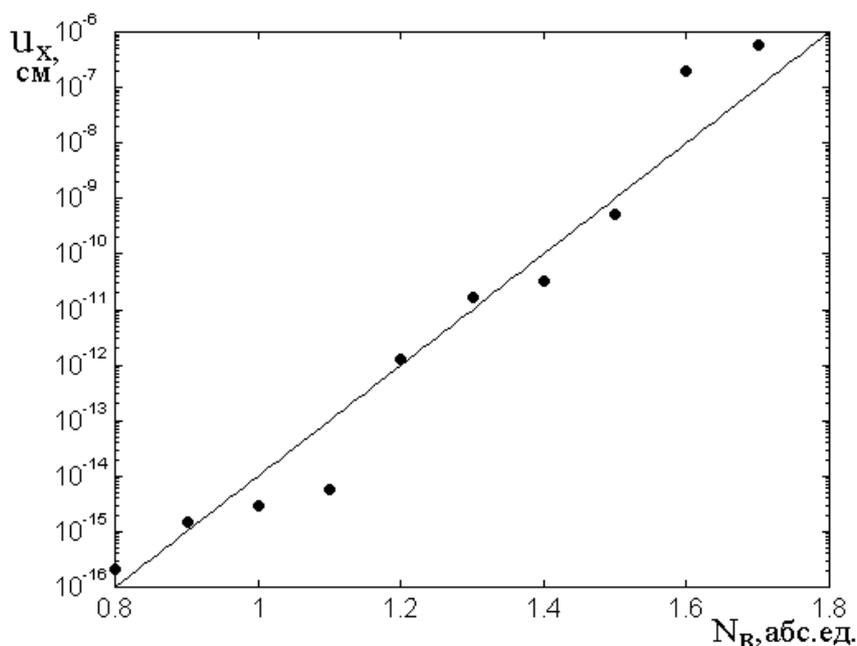


Рис. 7. Зависимость амплитуды всплеска по упругому смещению от коэффициента N_B . Точки – результаты расчета по системе (1)-(9).

Аппроксимирующая прямая построена по формуле (34).

Из рисунка видно, что зависимость имеет характер, полностью подобный таковой для намагниченности (рис. 6). Отклонение от прямой здесь несколько больше, однако общий характер зависимости полностью сохраняется.

Рассмотрим теперь более подробно способ построения аппроксимирующих прямых на рис. 6 и рис. 7.

8. Построение аппроксимации прямой линией

Зависимости амплитуды всплесков от коэффициента константы магнитоупругости возрастают с весьма высокой скоростью, соответствующей экспоненте, так что для их наиболее наглядного построения на графике пришлось использовать. Для их аппроксимации используем экспоненциальную функцию.

Будем искать приближение в виде:

$$y = a e^{bx}, \quad (16)$$

где x соответствует коэффициенту константы магнитоупругости N_B , y – намагниченности или упругого смещения, соответствующих амплитуде того и другого всплесков, a и b – параметры, определяющие аналитический вид искомой зависимости.

Логарифмируя (16) по основанию e (натуральных логарифмов), получаем:

$$\ln y = \ln a + bx. \quad (17)$$

Предположим, что искомая кривая проходит через две точки, имеющие координаты:

$$1 \rightarrow (x_1, y_1), \quad (18)$$

$$2 \rightarrow (x_2, y_2). \quad (19)$$

Подставляя (18)-(19) в (17), получаем:

$$\ln y_1 = \ln a + bx_1; \quad (20)$$

$$\ln y_2 = \ln a + bx_2. \quad (21)$$

Эти два уравнения можно рассматривать как систему для определения a и b . Вычитая второе из первого, находим b в виде:

$$b = \frac{\ln y_1 - \ln y_2}{x_1 - x_2}. \quad (22)$$

Из (20) находим $\ln a$

$$\ln a = \ln y_1 - bx_1, \quad (23)$$

откуда, с учетом (22), получаем a в виде:

$$a = \exp(\ln y_1 - b x_1) = \exp\left(\ln y_1 - \frac{\ln y_1 - \ln y_2}{x_1 - x_2} x_1\right). \quad (24)$$

Использование (21) вместо (20) приводит к аналогичному выражению, численное значение которого совпадает с численным значением (24).

Подставляя (22) и (24) в (16), получаем:

$$y = \exp\left(\ln y_1 - \frac{\ln y_1 - \ln y_2}{x_1 - x_2} x_1\right) \cdot \exp\left(\frac{\ln y_1 - \ln y_2}{x_1 - x_2} x\right). \quad (25)$$

Воспользуемся теперь полученным выражением для аппроксимации зависимости амплитуды всплеска по намагниченности от коэффициента константы магнитоупругости, представлено на рис. 6. В качестве опорных точек возьмем следующие:

$$x_1 = 0.80; y_1 = 10^{-7}, \text{ так что: } \ln y_1 = -9; \quad (26)$$

$$x_2 = 1.65; y_2 = 10^0, \text{ так что: } \ln y_2 = 0. \quad (27)$$

Подставляя эти значения в (22) и (24), получаем:

$$b = 10.59, a = 2.59 \cdot 10^{-8}, \quad (28)$$

так что:

$$y = 2.59 \cdot 10^{-8} \exp(10.59 \cdot x). \quad (29)$$

Для построения графика воспользуемся командой `plot` из пакета Matlab в виде:

$$w(x, y) \rightarrow \text{plot}(x, \log(y)). \quad (30)$$

При использовании такой процедуры получаем для m_x показатель степени по основанию 10, то есть десятичный логарифм соответствующего значения намагниченности. Построение функции $w(x, y)$ в линейном масштабе по вертикальной оси, дает прямую линию, представленную на рис. 6.

Видно, что полученная аппроксимация в линейном выражении совпадает с точками в пределах не хуже 5%.

Для зависимости амплитуды всплесков по упругому смещению от коэффициента константы магнитоупругости, в соответствии с рис. 7 возьмем следующие опорные значения:

$$x_1 = 0.80; y_1 = 10^{-16}, \text{ так что: } \ln y_1 = -16; \quad (31)$$

$$x_2 = 1.80; y_1 = 10^{-6}, \text{ так что: } \ln y_2 = -6. \quad (32)$$

Подставляя эти значения в (22) и (24), получаем:

$$b = 10.00, a = 3.77 \cdot 10^{-11}, \quad (33)$$

так что:

$$y = 3.77 \cdot 10^{-11} \exp(10.00 \cdot x). \quad (34)$$

Выполняя то же построение, что для зависимости намагниченности, получаем прямую линию, представленную на рис. 7. Видно, что и здесь совпадение аппроксимации с точками составляет не хуже 10%.

9. Влияние параметра магнитной релаксации

Кроме магнитоупругого взаимодействия значительное влияние на амплитуду всплеска оказывают параметры релаксации, ответственные за затухание колебаний магнитной и упругой систем. Рассмотрим влияние этих параметров более подробно, сначала для намагниченности и затем для упругого смещения. Для более наглядного выявления особенностей явления положим константу магнитоупругости равной $B_2 = 1.2 \cdot B_2(YIG)$, то есть $N_B = 1.2$. Все остальные параметры положим теми же, что в разделе 1. Параметр упругого затухания β полагаем равным 10^9 с^{-1} .

Обратимся к рис. 8, где приведены зависимости амплитуды максимума всплесков по магнитным m_x (а) и упругим u_x (б) колебаниям от параметра релаксации (затухания) магнитной системы α .

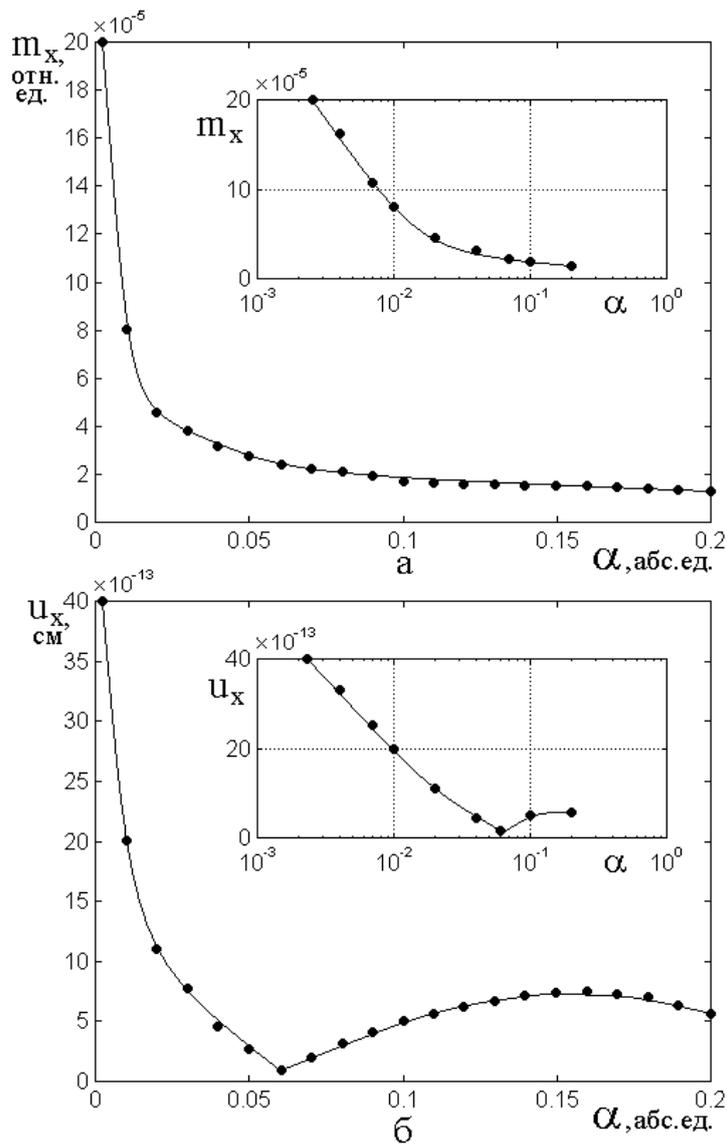


Рис. 8. Зависимости амплитуды максимумов всплесков по магнитным m_x (а) и упругим u_x (б) колебаниям от параметра релаксации магнитной системы α .

На врезках – те же зависимости в логарифмическом масштабе по горизонтальной оси.

В общем случае можно видеть, что обе зависимости, в основном, спадают, что является естественным свойством вынужденных колебаний при увеличении затухания. Однако характер спада имеет ряд особенностей, на которые обратим более подробное внимание

Так, из рис. 8а можно видеть, что зависимость по намагниченности при малых значениях затухания до $\alpha \approx 0.02$ резко спадает, после чего спад весьма замедляется, стремясь к нулю. Так, при изменении α от 0.004 до 0.020 амплитуда колебаний намагниченности m_x падает от 16.0 до 4.0, то есть в 4

раза. При больших значениях α , например при изменении на такой же интервал от 0.984 до 1.000 амплитуда падает от 2.05 до 2.00, то есть всего в 1.025, то есть на 2.5%. То есть в первом случае амплитуда меняется в 160 раз больше, чем во втором.

В логарифмическом масштабе (на врезке) интервал спада от $4 \cdot 10^{-3}$ до $2 \cdot 10^{-2}$ изображается почти прямой линией, что говорит о том, что зависимость амплитуды намагниченности от параметра магнитного затухания близка к спадающей экспоненте.

Обратимся теперь к рис. 8б, где подобная зависимость от α представлена для колебаний упругого смещения. Видно, что здесь также имеет место резкий спад до значения $\alpha \approx 0.06$. Можно полагать, что в этом интервале амплитуда упругих колебаний следует за амплитудой магнитных и спадает по экспоненте. В пользу экспоненциального спада свидетельствует наблюдаемый в этом интервале на врезке линейный спад соответствующей зависимости u_x от α . Однако после $\alpha \approx 0.06$ спад амплитуды колебаний упругого смещения прекращается и зависимость u_x от α далее нарастает вплоть до значения $\alpha \approx 0.16$, после которого плавно спадает.

Можно полагать, что рост амплитуды упругих колебаний при α больше 0.06 обусловлен тем, что начиная с этого значения колебания магнитной системы становятся апериодическими без выраженной характерной частоты, так что далее магнитные колебания свою частоту упругой системе не навязывают и эта система как бы высвобождается от управления магнитной и колеблется на собственной частоте более свободно с большей амплитудой. Далее, пройдя максимум по α , амплитуда колебаний упругой системы спадает, что соответствует обычному спаду при увеличении затухания.

10. Влияние параметра упругой релаксации

Рассмотрим теперь влияние параметра упругой релаксации на амплитуду магнитный и упругих колебаний в пределах всплеска. Все параметры положим теми же, что в разделе 9. Параметр магнитного затухания α оставляем равным 0.02.

Обратимся к рис. 9, где приведены зависимости амплитуды максимума всплесков по магнитным m_x (а) и упругим u_x (б) колебаниям от параметра релаксации (затухания) упругой системы β . Заметим, что здесь, в отличие от случая магнитного затухания, амплитуда магнитных и упругих колебаний при линейном изменении параметра β меняется столь быстро (значительно быстрее чем при изменении параметра α) что для наглядности рисунка по горизонтальной оси пришлось использовать логарифмический масштаб. По той же причине на врезках использован логарифмический масштаб по обеим осям.

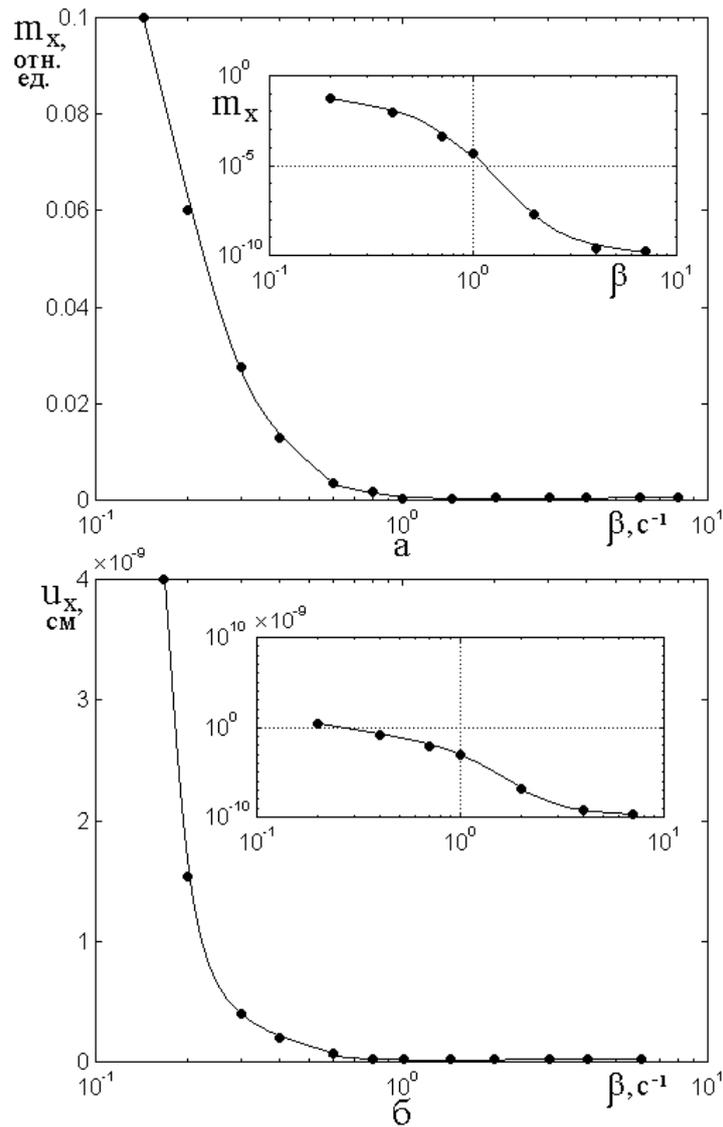


Рис. 9. Зависимости амплитуды максимумов всплесков по магнитным m_x (а) и упругим u_x (б) колебаниям от параметра релаксации упругой системы β . На основных рисунках – логарифмический масштаб по горизонтальной оси. На врезках – те же зависимости в логарифмическом масштабе по обеим осям.

В общем случае можно видеть, что обе зависимости, в основном, спадают, что является естественным свойством вынужденных колебаний при увеличении затухания.

Заметим, что спад основных кривых на рис. 9а и рис. 9б значительно более крутой, чем спад подобных кривых на рис. 8а и рис. 8б. То есть здесь эти кривые описываются не просто экспонентой с отрицательным показателем, а еще более резкой функциональной зависимостью (возможно, экспонентой в какой-то степени).

Замечание: более подробный характер спада наблюдаемых зависимостей требует отдельного рассмотрения, состоящего в построении соответствующей модели, что в данный момент выходит за рамки настоящей работы.

Следует отметить, что допустимый интервал изменения параметра β от базовой величины 10^9 с^{-1} в обе стороны здесь значительно меньше, чем аналогичный интервал для намагниченности. Так, как видно из раздела 9, параметр магнитного затухания α можно менять от базового значения 0.02 в обе стороны в 10 раз и более, причем форма всплеска при этом, в основном, сохраняется. Для параметра упругого затухания β допустимо уменьшение относительно базового значения только в 7 раз, а увеличение – в 5 раз. При выходе за эти рамки вниз намагниченность стремится к единице, а упругие колебания приобретают сильно искаженный нестационарный характер с выраженным стремлением к бесконечности. При выходе за эти рамки вверх амплитуда магнитных колебаний стремится к нулю, а упругих стремится к постоянному значению около 10^{-19} см. Такой характер колебаний в какой-то степени иллюстрируется врезками на рис. 9а и рис. 9б, а его природа также требует более подробного рассмотрения, которое авторы предполагают провести в отдельной работе.

11. Вариация постоянного поля

В соответствии с постановкой задачи (раздел 1), параметры магнитной и упругой систем были выбраны резонансными, соответствующими частоте 2800 МГц. Рассмотрим теперь поведение запаздывающего всплеска при отклонении этих параметров от резонансных значений. Начнем с постоянного магнитного поля H_0 , базовая величина которого была выбрана равной 2750 Э (раздел 1).

Введем параметр отклонения поля от базового значения H_D в соответствии с формулой:

$$H_D = H_S - H_0, \quad (35)$$

где H_S – рабочее значение поля. при котором рассматриваются колебания в данный момент.

Таким образом, полное значение магнитно поля H_S имеет вид:

$$H_S = H_0 + H_D, \quad (36)$$

Обратимся к рис. 10, где показаны зависимости амплитуды максимумов всплесков по магнитным m_x (а) и упругим u_x (б) колебаниям от отстройки по постоянному полю H_D от резонансного значения (2750 Э).

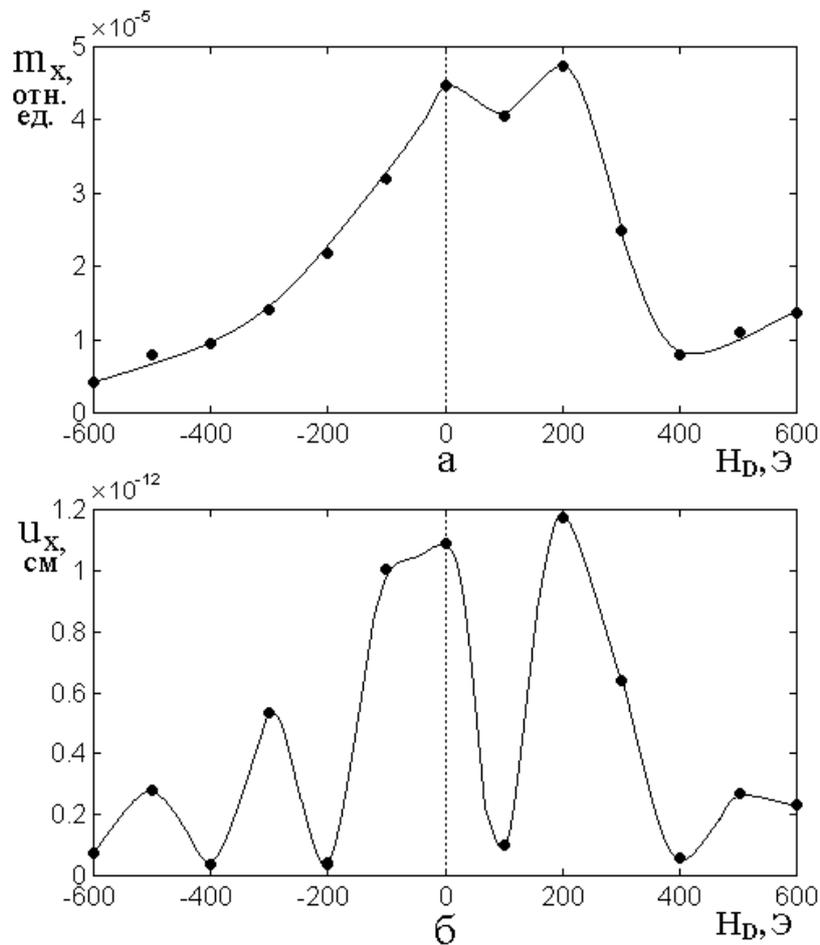


Рис. 10. Зависимости амплитуды максимумов всплесков по магнитным m_x (а) и упругим u_x (б) колебаниям от отстройки по постоянному полю H_D от резонансного значения (2750 Э). Параметры – базовые (раздел 1).

Из рис. 10а видно, что зависимость имеет резонансный характер, то есть спадает от максимума при $H_D = 0$ в обе стороны в почти одинаковой степени. Заметим, что ширина линии, здесь составляющая около 500 Э, значительно превышает таковую для магнитной системы в чистом виде. Так, согласно рис. 3 в работе [22], выполненной при тех же параметрах релаксации, ширина линии магнитного резонанса на половинной частоте в линейном режиме составляет около 200 МГц, что в переводе на поле равно около 70 Э. В то же время, в нелинейном режиме, как видно из того же рисунка, ширина линии значительно увеличивается, достигая 500 МГц и более, что соответствует полю около 200 Э, что ближе совпадает с приведенным здесь на рис. 10а значением. Заметим однако, что в приведенной на рис. 10а зависимости амплитуда колебаний намагниченности не достигает значений нелинейности, так что, по видимому, наблюдаемое расширение линии следует отнести за счет влияния упругой системы.

На рис. 10б приведена подобная зависимость для упругого смещения. Видно, что максимум, в основном, приходится на минимальное отклонение поля (по H_D от -100 до $+300$ Э), по обе стороны от которого амплитуда, в основном, спадает. Однако, в отличие от колебаний намагниченности (рис. 10а), здесь спад происходит осциллирующим образом с периодом осцилляций около 200 Э. Причина осцилляций, по-видимому, связана с резонансными свойствами упругой системы, в том числе с возможным установлением стоячих упругих волн по толщине пластины. Следует заметить, что в общем случае, природа осцилляций имеет довольно сложный характер, требующий отдельного рассмотрения.

12. Вариация толщины пластины

В соответствии с постановкой задачи (раздел 1), параметры магнитной и упругой систем были выбраны резонансными, соответствующими частоте 2800 МГц. Рассмотрим теперь поведение запаздывающего всплеска при отклонении от резонансного значения толщины пластины, базовая величина которой была выбрана равной 0.6865 мкм (раздел 1)

Введем параметр отклонения или отстройки толщины пластины от базового значения N_D в соответствии с формулой:

$$D_s = D_0 + 0.01 \cdot N_D, \quad (37)$$

где D_s – рабочее значение толщины, при котором рассматриваются колебания в данный момент, а через D_0 условно обозначено базовое значение толщины пластины, равное 0.6865 мкм. При этом величина D_s получается в микрометрах (мкм).

Таким образом, можно видеть, что N_D определяется формулой:

$$N_D = \frac{D_s - D_0}{0.01}. \quad (38)$$

Обратимся к рис. 11, где показаны зависимости амплитуды максимумов всплесков по магнитным m_x (а) и упругим u_x (б) колебаниям от отстройки по толщине пластины N_D от резонансного значения (0.6865 мкм).

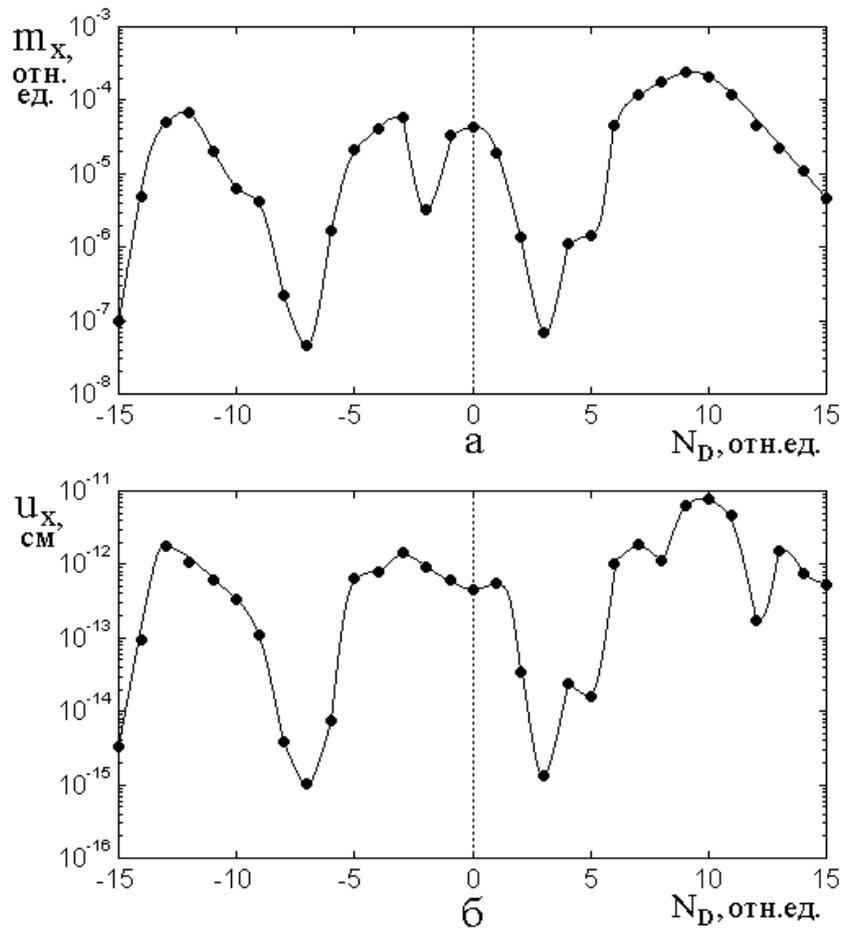


Рис. 11. Зависимости амплитуды максимумов всплесков по магнитным m_x (а) и упругим u_x (б) колебаниям от нормированной отстройки по толщине пластины N_D от резонансного значения (0.6865 мкм). Параметры – базовые (раздел 1).

Из рис. 11 видно, что обе зависимости имеют резонансный характер с рядом следующих друг за другом осцилляций. Положения экстремумов намагниченности и смещения по параметру N_D совпадают, что говорит об их одинаковой природе, обусловленной связью магнитной и упругой систем. Положения максимумов кривых приходятся на значения N_D равные -13 , -3 и $+10$ отн.ед., что, как можно видеть из формулы (37) соответствуют значениям толщины 0.5565, 0.6565 и 0.7865 мкм.

Полагая $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$ эрг см⁻³, а также $\rho = 5.17$ г см⁻³, (раздел 1) получаем скорость упругой волны $v = 3.844 \cdot 10^5$ см с⁻¹, откуда для частоты 2800 МГц получаем длину волны $1.3729 \cdot 10^4$ см, так что половина длины волны равна 0.6865 мкм, что и составляет выбранную резонансной толщину пластины.

Однако заметим, что период колебаний намагниченности в пределах рассматриваемого всплеска колебаний около трех раз меньше периода соответствующих упругих колебаний. То есть длина волны при частоте в три раза меньшей равняется 0.2288 мкм. Рассмотрим теперь разность между максимумами кривых на рис. 11, соответствующими -13 и $+10$ отн.ед. Учитывая приведенные выше значения толщины и находя их разность, получаем: $0.7865 - 0.5565 = 0.2300$ мкм. Сравнивая это значение с полученным для утроенной частоты 0.2288 мкм, можно видеть довольно близкое соответствие. Таким образом, можно полагать, что осциллирующий характер обеих зависимостей, приведенных на рис. 11, связан с резонансным характером частоты всплеска, порождаемого модулированным значением намагниченности (раздел 2). В то же время, следует заметить, что как и для вариации магнитного поля (раздел 12), интерпретация природы осцилляций требует более подробного рассмотрения.

13. Вариация шага по времени

Как отмечено в разделах 4, 5, всплеск является нестационарным, то есть его поведение зависит от различных параметров, определяемых постановкой задачи. В разделах 7-12 приведены характеристики амплитуды всплеска при изменении константы магнитоупругости, параметров релаксации магнитных и упругих колебаний, а также постоянного поля и толщины пластины. В этих исследованиях основное внимание уделялась амплитуде всплеска, тогда как остальные его характеристики оставались без внимания. Проверка показывает, что общая конфигурация всплеска при изменении параметров заметно меняется. При этом заметное изменение происходит при изменении шага расчета по времени, причем влияние шага проявляется в начальные моменты времени и в пределах всплеска различным образом. Рассмотрим оба эти интервала времени по отдельности.

Прежде всего отметим, что период колебаний основной частоты 2800 МГц равен $3.57 \cdot 10^{-10}$ с. Период колебаний модуляции намагниченности –

в два раза меньше, то есть равен $1.78 \cdot 10^{-10}$. Практика показывает, что для достаточно подробного рассмотрения синусоиды (в пределах долей процента) шаг должен быть по крайней мере на два порядка меньше периода этой синусоиды, то есть меньше 10^{-12} с. Дальнейшее уменьшение шага к уточнению не приводит, так что конфигурация синусоиды остается одной и той же в пределах долей процента. В рамках настоящей работы основная величина шага была выбрана равной 10^{-14} с, то есть на два порядка меньше требуемой величины и на четыре порядка меньше периода наблюдаемых колебаний.

Обратимся к рис. 12, где показано развитие во времени магнитных (левый столбец), и упругих (правый столбец) колебаний в начальный период формирования.

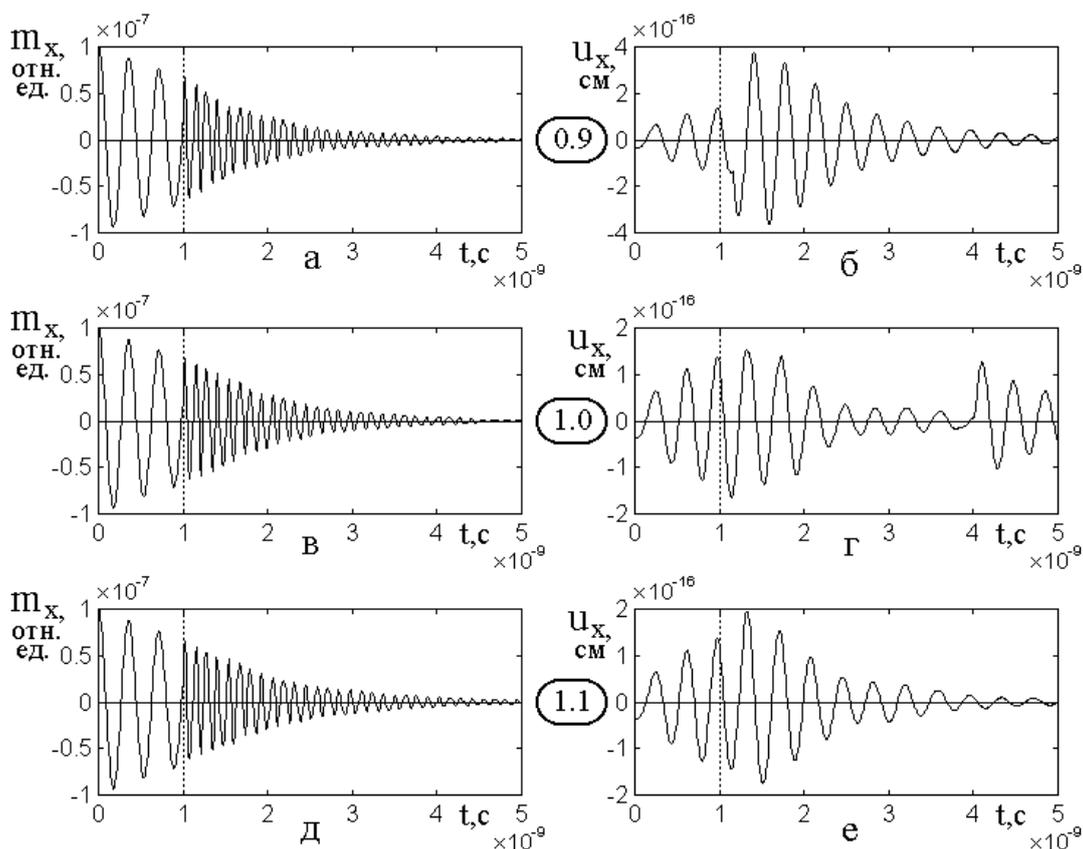


Рис. 12. Развитие во времени магнитных (левый столбец – а, в, д), и упругих (правый столбец – б, г, е) колебаний в начальный период формирования. Вертикальная точечная линия – время включения модуляции намагнитченности $1 \cdot 10^{-9}$ с. Цифры между эпюрами в кругах – нормированная на 10^{-14} с величина шага по времени, соответствующая горизонтальному ряду эпюр (то есть для эпюр а и б шаг равен $0.9 \cdot 10^{-14}$ с, для эпюр в и г – $1.0 \cdot 10^{-14}$ с, для эпюр д и е – $1.1 \cdot 10^{-14}$ с).

Из рисунка видно, что в интервале времени от нуля до включения модуляции, то есть до $1 \cdot 10^{-9}$ с как магнитные, так и упругие колебания при вариации шага не меняются. Проверка показывает, что при дальнейшем уменьшении шага неизменность этих участков кривых сохраняется.

При времени после включения модуляции, то есть выше $1 \cdot 10^{-9}$ с структура колебаний намагниченности (левый столбец) также не меняется, однако структура упругих колебаний (правый столбец) насколько изменяется, как это видно из сравнения эпюр б и г или г и е. Так, на эпюре г при времени $4 \cdot 10^{-9}$ появляется всплеск, на эпюрах б и е отсутствующий.

Обратимся теперь к рис. 13 показано развитие во времени магнитных (левый столбец), и упругих (правый столбец) колебаний в области формирования основного всплеска.

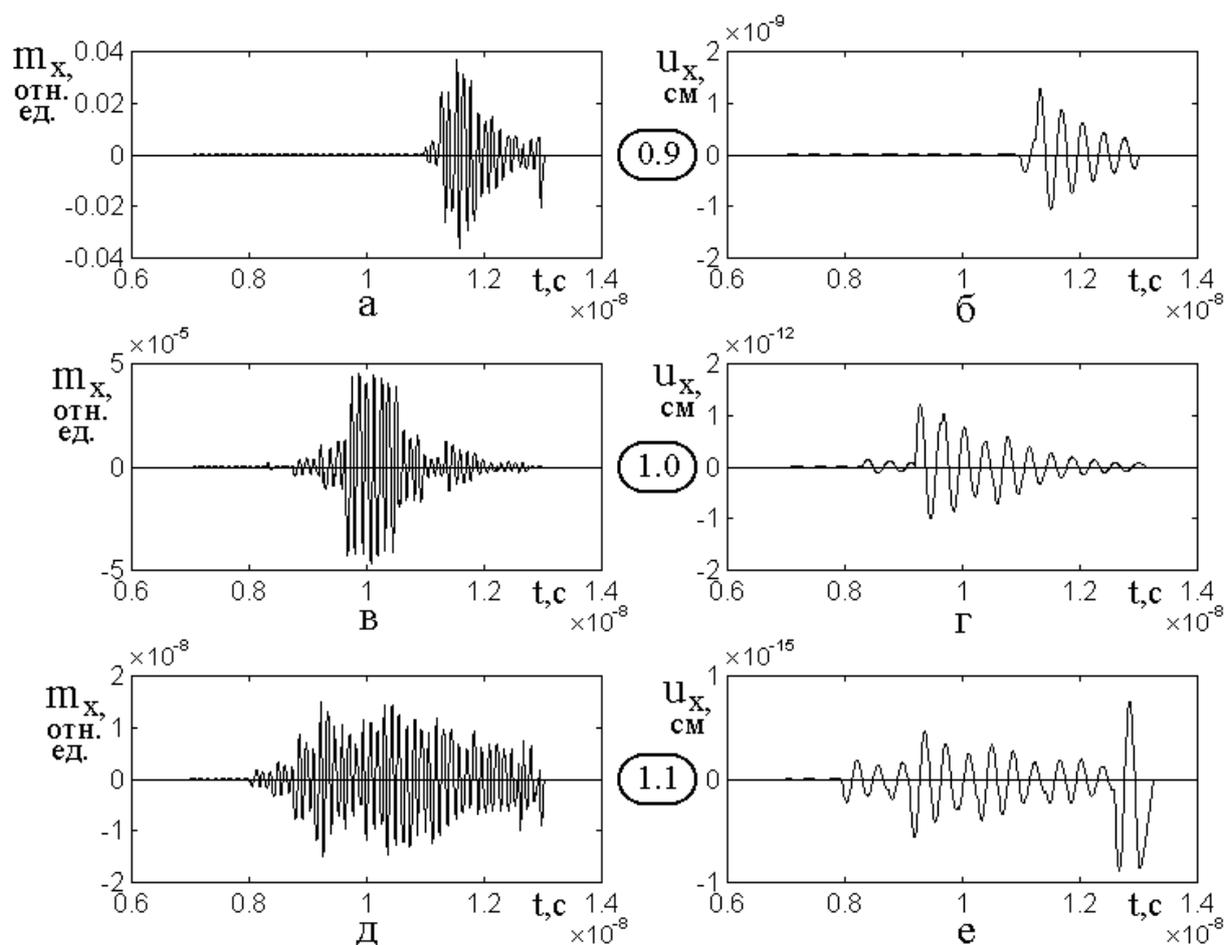


Рис. 13. Развитие во времени магнитных (левый столбец – а, в, д), и упругих (правый столбец – б, г, е) колебаний в области формирования основного всплеска. Структура рисунка – та же, что рис. 12.

Цифры между эпюрами – та же нормированная величина шага по времени.

Можно видеть, что в этом случае, в отличие от рис. 12, структура всплеска как для магнитных, так и для упругих колебаний при изменении шага заметно меняется. Происходит как смещение всплеска по времени в пределах интервала шириной около $0.4 \cdot 10^{-8}$ с, так и изменение амплитуды более чем на шесть порядков (по намагниченности от 0.04 до $1.5 \cdot 10^{-8}$ отн.ед. и подобное же изменение по упругости).

Таким образом, из рис. 12 и рис. 13 видно, что структура развития колебаний во времени при уменьшении шага при временах до начала модуляции намагниченности не меняется, а в пределах всплеска меняется нестационарным образом, причем уменьшение шага менее 10^{-14} с (то есть на четыре порядка меньше периода основной частоты колебаний) к полной стабилизации развертки колебаний не приводит.

Наблюдаемое здесь отсутствие стабилизации структуры колебаний всплеска при уменьшении шага по времени, сходно с таковым в структуре из двух связанных осцилляторов, рассмотренной в работе [23], где подобное явление интерпретировано как проявление фрактального характера колебаний. Можно полагать, что наблюдаемые здесь колебания в пределах всплеска также имеют фрактальный характер.

14. Замечание о знакопеременном характере модуляции намагниченности

В рамках настоящей работы рассмотрены два возможных варианта модуляции намагниченности – знакопостоянный и знакопеременный. В первом случае намагниченность меняется от максимального значения до нуля. Такой режим может быть осуществлен путем изменения температуры, происходящего под воздействием света, промодулированного соответствующим образом.

Однако никакое воздействие света не может вызвать изменение знака намагниченности, так как для намагниченности допустимы интервал изменения от максимума до нуля.

Так обстоит дело в обычном ферромагнетике, имеющем одну магнитную подрешетку.

В то же время, в антиферромагнетике, имеющем две подрешетки, в окрестности температуры компенсации, если намагниченность одной из подрешеток не изменяется, а другой проходит от значения ниже температуры компенсации, до значения, большее этой температуры, то суммарная намагниченность может изменить знак. Для этого надо, чтобы ориентация векторов намагниченности обеих подрешеток при переходе через температуру компенсации не изменялась. То есть, если до температуры компенсации суммарная намагниченность в проекции на общую ось внешнего поля была положительной, то выше температуры компенсации суммарная намагниченность в той же проекции становится отрицательной. В традиционном случае при переходе через температуру компенсации происходит ориентационный переход, так что намагниченности подрешеток поворачиваются на 180 градусов так, чтобы проекция намагниченности на направление поля снова становилась положительной.

Ориентационный переход для своей реализации требует определенного времени. Поэтому, если намагниченность изменится за время, меньшее необходимого для перехода, то суммарная намагниченность в какой-то промежуток времени будет отрицательной. Таким образом, для реализации режима, допускающего отрицательную намагниченность, время изменения температуры должно быть меньше времени перехода. То есть при периодическом изменении температуры период ее изменения должен быть меньше времени ориентационного перехода.

Поскольку время ориентационного перехода является величиной более или менее фиксированной, то это условие накладывает ограничение снизу на частоту модуляции намагниченности, то есть эта частота должна быть выше определенного критического значения.

Более подробное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки настоящей работы и предполагается авторами в качестве предмета для отдельного исследования.

15. Возможные вопросы для развития работы

В настоящей работе впервые отмечено появление нестационарного запаздывающего всплеска в режиме параметрического возбуждения магнитоупругих колебаний в схеме магнестрикционного преобразователя. Приведены основные характеристики всплеска и изменение этих характеристик при вариации параметров задачи. Однако остается ряд вопросов, требующих более подробной разработки.

Прежде всего, остается неясным механизм появления всплеска, в первую очередь его запаздывания относительно начала модуляции намагниченности. Далее, не рассмотрено влияние глубины модуляции на характеристики всплеска. При постановке задачи частота модуляции намагниченности положена удвоенной частоте основных колебаний, что сделано, исходя из аналогии с параметрическим возбуждением колебаний в классической схеме. В то же время проверка показывает, что частота модуляции намагниченности допускает вариации относительно двукратной частоты собственных колебаний. Этот вопрос также требует более подробного рассмотрения. Можно полагать, что результатом перечисленных исследований должно быть построение модели описанных явлений на основе микромагнитного моделирования. Авторы предполагают посвятить решению этих вопросов более подробное рассмотрение.

Заключение

Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему.

Работа посвящена рассмотрению параметрического возбуждения нестационарных магнитоупругих колебаний в схеме магнестрикционного преобразователя.

Приведена схема магнитной части задачи, записаны основные уравнения для намагниченности и упругого смещения с соответствующими граничными условиями. В качестве возбуждающей силы выделено изменение

намагниченности насыщения по синусоидальному закону с частотой в два раза выше собственной частоты колебаний магнитной и упругой систем.

Рассмотрена модуляция намагниченности насыщения. В случае синусоидального характера модуляции выделены два режима – знакопостоянный и знакопеременный. Приведена аналитическая зависимость промодулированной намагниченности насыщения от времени, отмечены характеристики, определяющие тот или иной режимы. Относительно задания продолжительности модуляции рассмотрены два варианта развития колебаний во времени: первый – при малом интервале времени, сравнимом по длительности с временем релаксации магнитной и упругой систем, второй – при большом интервале времени, значительно превышающем времена релаксации той и другой систем.

Рассмотрено развитие колебаний в малом интервале времени. Показано, что в обоих случаях как знакопостоянной, так и знакопеременной модуляции, развитие магнитных и упругих колебаний до включения модуляции происходит одинаковым образом, нарастая в соответствии с законом релаксации. После включения модуляции амплитуда магнитных колебаний спадает в соответствии с релаксацией, а частота при знакопостоянной модуляции сохраняется равной частоте модуляции, а при знакопеременной модуляции – превышает частоту модуляции в три-четыре раза. Амплитуда упругих колебаний после включения модуляции еще некоторое время нарастает, после чего спадает также в соответствии с релаксацией, причем частота колебаний все время сохраняется равной собственной частоте колебаний упругой системы.

Рассмотрено развитие колебаний в большом интервале времени. Показано, что при знакопостоянной модуляции амплитуда магнитных и упругих колебаний с течением времени спадает, стремясь к нулю, а при знакопеременной модуляции при времени в несколько (до 2-3) раз превышающем полный спад колебаний за счет релаксации, возникает резко выраженный нестационарный всплеск тех и других колебаний, амплитуда которого имеет тот же порядок, что амплитуда колебаний в момент начального

возбуждения. По конфигурации амплитуда всплеска сначала нарастает нестационарным образом, после чего, пройдя через максимум, спадает также нестационарным образом. Продолжительность всплеска по времени имеет тот же порядок, что и времена релаксации той и другой систем. Частота колебаний магнитной системы в пределах всплеска превышает собственную частоту колебаний в три-четыре раза, а частота колебаний упругой системы всегда остается постоянной, равной собственной частоте упругой системы.

Рассмотрена структура нестационарного запаздывающего всплеска, построены параметрические портреты магнитных и упругих колебаний. Показано, что портрет колебаний намагниченности имеет вид воженных друг в друга концентрических окружностей, а портрет упругих колебаний – имеет вид узкой линейной полосы, ориентированной под углом в 45 градусов относительно осей компонент смещения.

Построены спектральные характеристики колебаний намагниченности и смещения. Показано, что спектр намагниченности имеет две близко расположенные линии, отвечающие утроенной частоте собственных колебаний, а спектр упругого смещения – одну линию, соответствующую собственной частоте колебаний упругой системы.

Показано, что в механизме формирования нестационарного запаздывающего всплеска решающую роль играет магнитоупругое взаимодействие между магнитной и упругой системами, то есть всплеск имеет место только в определенном интервале величины константы магнитоупругости. Введен параметр кратности, определяющей отношение реальной константы магнитоупругого взаимодействия к таковой для железиттриевого граната. Показано, что для существования всплеска параметр кратности может принимать значения от 0.8 до 1.7 отн.ед. Если параметр кратности меньше этой величины, то всплеск отсутствует, а если он больше, то система становится неустойчивой и уходит на бесконечность.

Исследованы зависимости амплитуды всплеска от параметра кратности. Показано, что как для магнитной, так и для упругой систем эти зависимости в

логарифмическом масштабе являются линейными, что соответствует экспоненциальному характеру той и другой зависимостей. Приведена процедура геометрического построения обеих зависимостей по данным, соответствующим их крайним значениям на границах интервала существования всплеска.

Исследована зависимость амплитуды всплеска от величины параметра магнитной релаксации. Показано, что для колебаний намагниченности зависимость спадает, причем более резко, чем при простой экспоненциальной зависимости. Для колебаний упругого смещения зависимость также сначала резко спадает, а после достижения определенного значения параметра релаксации испытывает подъем, после чего снова спадает, стремясь к нулю. Отмечено, что рост зависимости происходит тогда, когда параметр затухания приобретает столь большое значение, что колебания намагниченности становятся апериодическими.

Исследована зависимость амплитуды всплеска от величины параметра упругой релаксации. Показано, что для колебаний как намагниченности, так и для упругого смещения зависимости спадают также более резко, чем по экспоненте, причем какой-либо связи с апериодичностью тех или других колебаний не выявлено.

Исследована зависимость амплитуды всплеска от величины постоянного поля. Для характеристики реального значения поля введено поле отклонения от базового значения поля, соответствующего собственному резонансу магнитной системы. Показано, что при отклонении поля от базового значения в обе стороны зависимость для намагниченности имеет резонансный характер, причем ширина линии превышает обусловленную релаксацией в два-три раза. Зависимость для упругого смещения имеет осциллирующий характер, причем максимумы осцилляций по обе стороны от основного значения спадают по соседним осцилляциям в два-три раза и более, что может быть связано с резонансными модами упругой системы.

Исследована зависимость амплитуды всплеска от толщины упругой пластины. Для характеристики реального значения толщины введен параметр отстройки, равный отношению реальной толщины к базовой, нормированной на 10^{-14} . Показано, что при отклонении параметра отстройки до ± 15 отн.ед. зависимости амплитуды как магнитных, так и упругих колебаний, имеют осциллирующий характер, причем расстояние между двумя максимумами, расположенными по обе стороны от основного, соответствует утроенной частоте резонансных колебаний по толщине пластины.

Исследована структура начальных колебаний, а также всплеска от изменения величины шага по времени. Показано, что изменение шага на 10% в обе стороны от базового значения, на четыре порядка меньшего периода тех и других колебаний, на структуре начальных колебаний по намагниченности, практически не сказывается, тогда как для колебаний по упругому смещению меняется при временах, больших времени упругой релаксации. Такое же изменение шага в обе стороны в интервале существования всплеска приводит к изменению положения всплеска по времени до 20% и изменению амплитуды тех и других колебаний более чем на шесть порядков. Показано, что дальнейшее уменьшение шага по времени на два порядка и более к стабилизации картины не приводит, что говорит о ее фрактальном характере.

Обсуждена возможность реализации знакопеременного характера изменения намагниченности в реальных магнетиках. Отмечено, что наиболее удобным для этого случая является антиферромагнетик с двумя подрешетками, причем период модуляции намагниченности должен быть меньше периода ориентационного перехода подрешеток.

Приведены некоторые рекомендации для дальнейшего развития работы, главной из которых является построение модели описанных явлений на основе микромагнитного моделирования.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им.В.А. Котельникова РАН.

Литература

1. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V.82. №3. P.2731-2784.
2. Bigot J.V., Vomir M. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. // *Ann. Phys. (Berlin)*. 2013. V.525. №1-2. P.2-30.
3. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н., Щеглов В.И., Ломоносов А.М., Темнов В.В. Современные проблемы сверхбыстрой магнитоакустики. // *АЖ (Акустический журнал)*. 2022. Т.68. №1. С.22-56.
4. Every A.G. Measurement of the near-surface elastic properties of solids and thin supported films. // *Meas. Sci. Technol. (Measurement Science and Technology)*. 2002. V.13. P.R21-R39.
5. Ka Shen, Bauer G.E.W. Laser-induced spatiotemporal dynamics of magnetic films. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V.115. №19. P.197201(5).
6. Jäger J.V., et al. Picosecond inverse magnetostriction in galferol thin films. // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V.103. №3. P.032409(5).
7. Jäger J.V., et al. Resonant driving of magnetization precession in a ferromagnetic layer by coherent monochromatic phonons. // *Phys. Rev. B.* 2015. V.92. №2. P.020404(5).
8. Dreher L., et al. Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: theory and experiment. // *Phys. Rev. B.* 2012. V.86. №13. P.134415(13).
9. Thevenard L., et al. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers. // *Phys. Rev. B.* 2014. V.90. №9. P.094401(8).
10. Janusonis J., et al. Ultrafast magnetoelastic probing of surface acoustic transients. // *Phys. Rev. B.* 2016. V.94. №2. P.024415(7).
11. Janusonis J., et al. Transient grating spectroscopy in magnetic thin films: simultaneous detection of elastic and magnetic dynamics. // *Scientific reports*. 2016. 6:29143. P.1-10.
12. Chang C.L., et al. Parametric frequency mixing in a magnetoelastically driven linear ferromagnetic oscillator. // *Phys. Rev. B.* 2017. V.95. №6. P.060409(5).

13. Lomonosov A.M., et al. Magneto-elastic symmetry breaking with surface acoustic waves. // Proceedings of “The 7th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics” (META-16 Malaga-Spain). ISSN 2429-1390. metaconferences.org. P.1-2.
14. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ориентационные характеристики возбуждения магнитоупругих волн фемтосекундным импульсом света. // Журнал радиоэлектроники. – 2017. – №. 6.
15. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Колебания намагниченности в магнитоупругой среде при ударном воздействии упругого смещения. // Журнал радиоэлектроники. – 2018. – №. 4. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2018.4.3>
16. Beaurepaire E., Merle J.C., Daunois A., Bigot J.Y. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel. // Phys. Rev. Lett. 1996. V.76. №22. P.4250-4253.
17. Koopmans B., et al. The paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization reconciled. // Nature Materials. Supplementary Information. 2009. P.1-4.
18. Koopmans B., et al. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization. // Nature Materials. 2010. V.9. №3. P.259-265. Published online: Nature Materials. Articles. 2009. P.259-265.
19. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Электромагнитное излучение при ударном изменении намагниченности под действием фемтосекундного импульса света. // ПЖТФ. 2021. Т.47. №11. С.3-5.
20. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Излучение электромагнитной волны из магнитной пленки при воздействии фемтосекундного импульса света. // Журнал радиоэлектроники. – 2020. – №. 6. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.6.14>
21. 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.689-701.

22. 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.863-874.
23. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нестационарное запаздывание развития колебаний магнотрикссионного преобразователя в условиях умножения частоты возбуждения. // РЭ. 2023. Т.68. №5. С.445-453.

Для цитирования:

Асадуллин Ф.Ф., Плешев Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Параметрическое возбуждение нестационарных магнитоупругих колебаний в схеме магнотрикссионного преобразователя. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.11.3>