

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.6.2>

УДК: 537.874; 537.624

УДАРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТОУПРУГОЙ СИСТЕМЫ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ПОЛЯ

Ф.Ф. Асадуллин¹, В.С. Власов¹, Д.А. Плешев¹,
В.Г. Шавров², В.И. Щеглов²

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

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

Статья поступила в редакцию 2 апреля 2024 г.

Аннотация. Рассмотрена нелинейная прецессия намагниченности в нормально намагниченной ферритовой пленке, обладающей магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами. Возбуждающее поле представлено в виде колебания резонансной частоты, промодулированного короткими импульсами, частота следования которых значительно ниже частоты резонанса. Предложена процедура формирования периодической последовательности сверхкоротких импульсов путем возведения в четную степень синусоиды модулирующего сигнала. Отмечены два принципиально различных вида возбуждения: первый – когда длительность модулирующего импульса значительно больше периода исходного сигнала и второй – когда длительность модулирующего импульса значительно меньше периода исходного сигнала. В первом случае промодулированный сигнал имеет вид цуга колебаний основной частоты, а во втором случае промодулированный сигнал имеет вид одиночного знакопеременного импульса. Рассмотрено развитие во времени

магнитных и упругих колебаний, возбуждаемых сформированным импульсным полем. Показано, что в первом случае колебания намагниченности сначала имеют резкий выброс вверх, после чего затухают по экспоненте. При этом упругие колебания после подобного выброса сначала возрастают, а затем спадают по экспоненте. Поведение упругих колебаний интерпретировано как перекачка энергии из магнитной системы в упругую. Во втором случае начальный выброс тех и других колебаний отсутствует. Рассмотрено влияние показателя степени параметра модуляции на возбуждаемые колебания. Показано, что при увеличении показателя степени амплитуда магнитных и упругих колебаний спадает. Рассмотрен характер возбуждаемых колебаний намагниченности при различной степени магнитоупругой связи. Введен коэффициент кратности константы магнитоупругости, равный отношению рассматриваемой константы к величине константы магнитоупругости для железиттриевого граната. Показано, что при увеличении кратности период колебаний намагниченности увеличивается. Выявлено резкое увеличение периода при определенном значении кратности, имеющее пороговый характер. Рассмотрено возбуждение колебаний намагниченности в большом интервале по времени, когда коэффициент кратности, превышает пороговое значение. Отмечено принципиальное различие двух случаев: когда длительность импульса больше периода переменного поля и когда длительность импульса меньше периода переменного поля. Показано, что в первом случае колебания намагниченности имеют характер прецессии положения равновесия в условиях ориентационного перехода. Во втором случае колебания намагниченности представляют собой периодические скачки переориентации из одного равновесного положения в другое. Отмечены некоторые особенности наблюдаемых явлений и приведены рекомендации для дальнейших исследований.

Ключевые слова: ферромагнитный резонанс, нелинейные колебания, ориентационный переход.

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

Развитие информационных технологий сегодняшнего дня требует обращения к процессам нано- пико- и даже фемтосекундной длительности [1, 2]. Значительные перспективы для реализации устройств в таких временных масштабах открывает использование магнитных сред в схеме «накачки-зонда», где мощные импульсы света от фемтосекундного лазера посредством теплового воздействия создают короткие интенсивные импульсы упругого смещения, которые, переходя в магнитные среды, за счет магнитострикции возбуждают магнитное поле, меняющее состояние намагниченности среды [3, 4]. В числе магнитных возмущений реализуется ферромагнитный резонанс, магнитоупругие, а также спиновые дипольные и обменные волны [5-10].

В работе [11] было рассмотрено воздействие на магнитную пленку короткими импульсами упругого смещения, создаваемыми в схеме «накачки-зонда» мощными импульсами света от фемтосекундного лазера. При исследовании развития во времени упругих и магнитных колебаний было установлено, что основную роль в возбуждении магнитных колебаний играет форма конечного фронта импульса упругого смещения. Было показано, что в зависимости от величины упругого затухания частота возбуждаемых колебаний намагниченности может в два-три раза превышать резонансную, а характер колебаний может приближаться к хаотическому.

Сложность формирования достаточно длительной последовательности возбуждающих импульсов ограничило проведенное в [11] рассмотрение серий из не более чем пяти импульсов.

В то же время, фемтосекундный лазер, как правило, формирует непрерывную серию импульсов света, продолжающуюся как угодно долго. Соответственно, в схеме «накачки-зонда» происходит формирование достаточно

протяженной серии упругих импульсов, которые при воздействии на магнитную пленку за счет магнитострикции вызывают такую же серию, как правило, произвольно длительную, импульсов магнитного поля.

Настоящая работа является продолжением и развитием работы [11] в плане рассмотрения серий из произвольно большого числа периодически следующих друг за другом возбуждающих импульсов.

Ввиду участия в генерации упругих импульсов параметров внешней по отношению к пленке упругой системы, представляет интерес рассмотреть реакцию магнитной пленки на серию обусловленных магнитострикцией импульсов магнитного поля, без привлечения в качестве посредника упругого смещения, подаваемого на пленку извне. То есть импульсное магнитное поле здесь будет являться первичным по отношению к пленке, обладающей магнитоупругими свойствами.

В настоящей работе в качестве модели рассмотрено воздействие на пленку магнитным полем, сформированным в виде бесконечно протяженной последовательности периодически следующих друг за другом коротких импульсов.

Для формирования серии таких импульсов предложена модуляция периодического переменного поля серией коротких импульсов, образуемых за счет возведения в четную степень периодической функции синуса.

Рассмотрены различные варианты модуляции, формирующие периодические последовательности в десятки и сотни импульсов с длительностью от фемтосекунд до пико- и наносекунд. Отмечены качественные особенности колебаний намагниченности, обусловленные именно достаточной длительностью серии возбуждающих импульсов.

1. Общая геометрия задачи

Будем рассматривать задачу в геометрии нормально намагниченной ферритовой пластины, совпадающей с принятой в работе [12].

Общая схема геометрии показана на рис. 1.

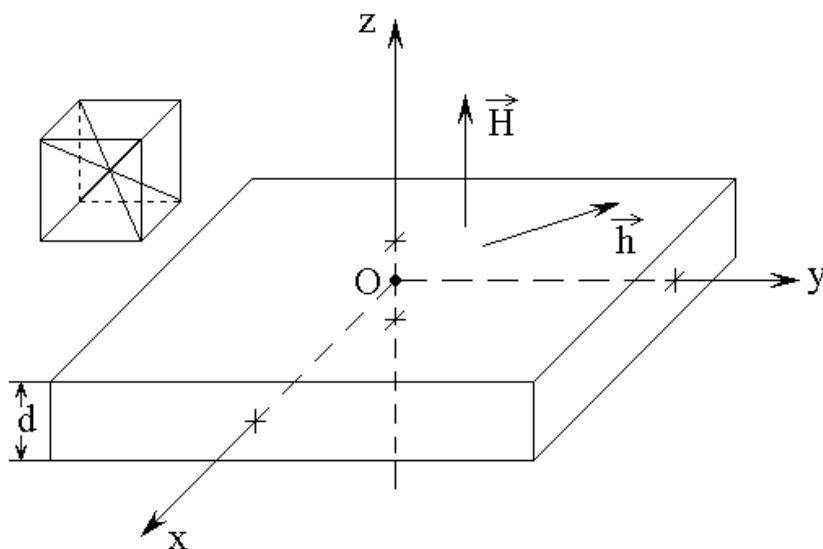


Рис. 1. Геометрия задачи.

В основе задачи лежит пленка (пластина) толщины d , обладающая магнитоупругими свойствами при кубической симметрии (на рисунке показана схема кубической ячейки). Плоскость (100) ячейки совпадает с плоскостью пленки. Задача решается в декартовой системе координат $Oxyz$, плоскость Oxy которой совпадает с плоскостью пленки, а ось Oz плоскости пленки перпендикулярна. Начало системы координат, точка O находится на середине пленки по толщине, так что поверхности пленки по z соответствуют координатам $\pm d/2$. Постоянное поле \vec{H} перпендикулярно плоскости пленки, то есть ориентировано вдоль оси Oz . Переменное поле \vec{h} параллельно плоскости пленки, то есть имеет компоненты h_x и h_y .

2. Математический аппарат задачи

Математический аппарат задачи сходен с приведенным в работе [12] с той разницей, что выражения для переменных полей имеют специфический вид, соответствующий воздействию коротких импульсов поля. Конкретный вид переменного поля будет приведен далее (раздел 4), а здесь ограничимся общей формулировкой задачи, используя для возбуждающих полей обозначения h_x и h_y .

Задача решается на основе уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности в совокупности с уравнениями движения для упругого смещения. В силу нелинейности задачи компоненты уравнения Ландау-Лифшица записываются в развернутом виде:

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

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

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

эффективные поля:

$$H_{ex} = -\frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_x}{\partial z} + h_x; \quad (4)$$

$$H_{ey} = -\frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_y}{\partial z} + h_y; \quad (5)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z - \frac{B_2}{M_0} \left(m_x \frac{\partial u_x}{\partial z} + m_y \frac{\partial u_y}{\partial z} \right). \quad (6)$$

Уравнения для упругого смещения имеют вид:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}; \quad (7)$$

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

Граничные условия имеют вид:

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

$$c_{44} \left. \frac{\partial u_y}{\partial z} \right|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_y m_z, \quad (10)$$

где $m_{x,y,z}$ – намагниченность, нормированная на намагниченность насыщения M_0 , γ – гиромагнитная постоянная ($\gamma > 0$), α – параметр затухания прецессии намагниченности, $u_{x,y}$ – компоненты упругого смещения, β – параметр затухания упругих колебаний, c_{44} – постоянная упругости, ρ – плотность материала пленки, d – толщина пленки, B_2 – константа магнитоупругого взаимодействия.

Подобно [12], система (1)-(10) решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка [13, стр. 702, табл. 20.8-1, форм.(с)]. Процедура решения подробно описана в работе [12].

Основные параметры задачи выбирались типичными для железиттриевого граната (ЖИГ): $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$ эрг см⁻³, $\rho = 5,17$ г см⁻³.

Константа магнитоупругого взаимодействия, типичная для ЖИГ, равнялась величине: $B_2 = B_2(YIG) = 6.96 \cdot 10^6$ эрг см⁻³. В некоторых случаях эта константа принимала большее значение, о чем оговорено в тексте.

Внешнее постоянное поле равнялось $H_0 = 2750$ Э. Переменное поле имело круговую поляризацию, его амплитуда в отсутствие модуляции импульсами составляла $h_{0x,y} = 100$ Э.

Частота переменного поля, будучи резонансной для этого поля с учетом размагничивания, равнялась $F_p = 2800$ МГц.

Толщина пленки выбиралась из условия обеспечения упругого резонанса на этой частоте, что требовало $d = 0,6865$ мкм.

Параметры затухания магнитной и упругой подсистем полагались равными $\alpha = 0,02$, $\beta = 10^9$ с⁻¹.

3. Возбуждающее импульсное поле

Возбуждение магнитной системы осуществляется периодической последовательностью коротких импульсов поля. Такая последовательность создается путем модуляции исходного непрерывного переменного поля периодической последовательностью коротких импульсов единой полярности.

Исходное переменное поле имеет вид:

$$h_x = h_{0x} \sin(2\pi F_p t); \quad (11)$$

$$h_y = h_{0y} \sin(2\pi F_p t); \quad (12)$$

$$h_z = 0, \quad (13)$$

где F_p – частота возбуждения.

Модуляция осуществляется путем умножения исходного поля (11)-(13) на коэффициент модуляции G_m , определяемый выражением:

$$G_m = [\sin(2\pi F_m t)]^{N_m}, \quad (14)$$

где N_m – число, определяющее степень, в которую возводится синус. Если это число четное, то все генерируемые импульсы положительны, если нечетное, то знаки импульсов чередуются через один.

Частота модуляции F_m полагается значительно ниже частоты переменного поля, чтобы выполнялось соотношение:

$$F_m \ll F_p. \quad (15)$$

При этом полное поле, возбуждающее колебания магнитной системы, принимает вид:

$$h_x = h_{0x} [\sin(2\pi F_p t)] \cdot G_m, \quad (16)$$

$$h_y = -h_{0y} [\cos(2\pi F_p t)] \cdot G_m, \quad (17)$$

$$h_z = 0. \quad (18)$$

4. Формирование периодической последовательности сверхкоротких импульсов

Схема формирования периодической последовательности коротких импульсов, то есть коэффициента модуляции G_m , показана на рис. 2. Импульсы формируются из синусоиды вида $\sin(2\pi F_m t)$ путем возведения этой синусоиды в четную степень. Показаны развертки по времени зависимостей $G_m(t)$ при различных значениях показателя степени N_m . Приведена также соответствующая ширина импульса на половине высоты, отмеченная

стрелками. Частота модуляции F_m принята равной 56 МГц, так что период колебаний этой частоты равен 17857 пс. Период последовательности импульсов, то есть расстояние между отдельными импульсами – 8929 пс. Эта величина в два раза меньше периода модуляции из-за четности показателя степени. Следует отметить, что самый короткий из представленных на рисунке импульсов имеет длину в 48 раз меньше.

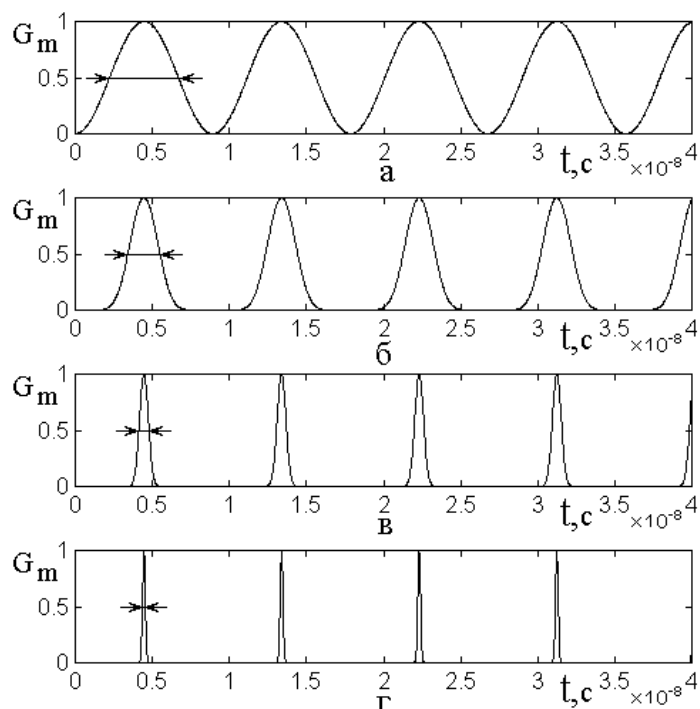


Рис. 2. Схема формирования коэффициента модуляции G_m

при различных значениях показателя степени N_m :

а – $N_m = 2 \rightarrow T_m = 4540$ пс; б – $N_m = 10 \rightarrow T_m = 2220$ пс;

в – $N_m = 100 \rightarrow T_m = 741$ пс; г – $N_m = 1000 \rightarrow T_m = 185$ пс.

Принятая далее в настоящем рассмотрении частота исходных колебаний переменного поля F_p равна 2800 МГц, что соответствует периоду $T_p = 357$ пс. Из рисунка видно, что используемая схема формирования последовательности импульсов позволяет получить длительность импульса как больше (при $N_m = 100$), так и меньше (при $N_m = 1000$) этой величины. На рис. 3 показана схема формирования возбуждающего поля в обоих этих случаях.

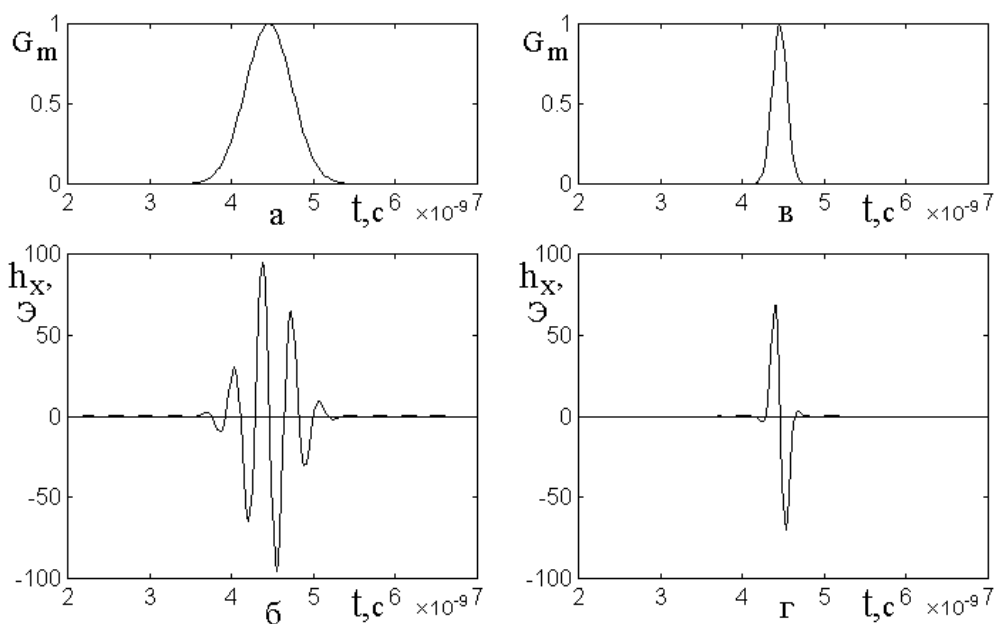


Рис. 3. Схема формирования возбуждающего поля (б, г) при различной длине модулирующего импульса (а, в)
 а, б – $N_m = 100 \rightarrow T_m = 741$ пс; в, г – $N_m = 1000 \rightarrow T_m = 185$ пс.

Рис. 3а,б соответствует случаю, когда длительность модулирующего импульса больше периода основного переменного поля. Видно, что при этом переменное поле за время действия модулирующего импульса совершает несколько периодических колебаний, образуя «цуг», заполненный колебаниями основной частоты. Рис. 3 в, г соответствует случаю, когда длительность модулирующего импульса меньше периода основного переменного поля. При этом переменное поле не успевает совершить ни одного колебания и формируется в виде только одного знакопеременного выброса – один пик вверх и один вниз. Проверка показывает, что при любом уменьшении длительности модулирующего импульса результирующее поле всегда сохраняет вид двухполярного переколебания, подобного показанному на рис. 3г, однако амплитуда такого поля по мере укорочения импульса постепенно уменьшается, как это видно из сравнения рис. 3б с рис. 3г.

Замечание. Описанный здесь прием получения периодической последовательности сверхкоротких импульсов может быть продолжен в сторону дальнейшего уменьшения длительности импульса путем увеличения показателя степени синуса. При этом показатель должен выражаться только целыми

числами, так как при действительных числах может возникнуть ограничение по числу шагов развертки по времени. Практика авторов настоящей работы показывает, что при увеличении показателя степени более 10000 наступает переполнение памяти машины. Чтобы возвести синус в более высокую степень, можно использовать возведение в степень того синуса, который был получен при показателе степени 10000, то есть возвести в степень 10000 повторно, что даст степень 100000000. С помощью такого приема авторам удалось достичь уменьшения длительности импульса до 1.42×10^{-12} с, то есть 1,42 пс = 1420 фс. Дальнейшее возведение в степень к уменьшению длительности импульса не приводит, что, по-видимому, связано с ограничением разрядной сетки машины при вычислении синуса.

5. Развитие колебаний во времени

Рассмотрим теперь, как описанная в разделе 4 периодическая последовательность коротких импульсов поля возбуждает колебания намагниченности и упругого смещения. Были отмечены два принципиально разных случая: первый – когда длительность импульса значительно превышает период основных колебаний поля и второй – когда длительность импульса значительно меньше такого периода. Рассмотрим эти случаи по отдельности.

6. Длительность импульса больше периода поля

Предположим сначала, что длительность каждого отдельного импульса превышает период возбуждающего поля. Развитие колебаний для случая примерно двукратного превышения показано на рис. 4.

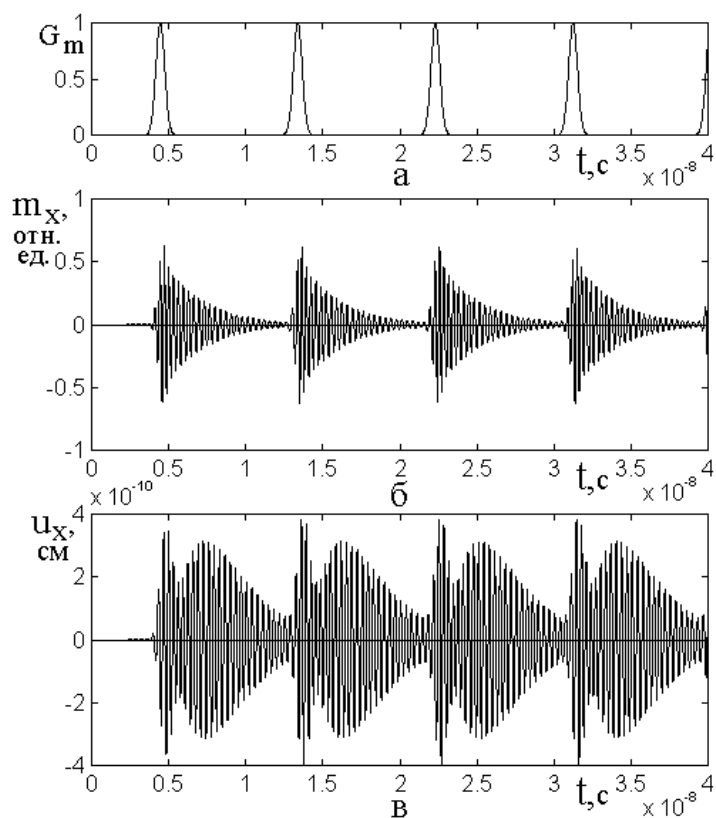


Рис. 4. Развитие во времени модулирующих импульсов (а), магнитных (б) и упругих (в) колебаний.

Параметры импульсов модуляции $N_m = 100 \rightarrow T_m = 741$ пс.

Период возбуждающего поля $T_p = 357$ пс.

Остальные параметры представлены в разделах 2-4.

Из рис. 4а видно, что колебания намагниченности, возбуждаемые импульсом поля, сначала резко возрастают, испытывая небольшой (около 20%) начальный выброс амплитуды, длительность которого совпадает с длительностью импульса, после чего плавно спадают по экспоненте в соответствии со своим временем релаксации, а также с учетом оттока энергии в упругую систему. Колебания упругого смещения, показанные на рис. 4в, также испытывают резкий начальный выброс, по существу, повторяющий начальный выброс намагниченности. Далее, уже после окончания исходного импульса, происходит плавная перекачка энергии из магнитной системы в упругую в виде биений, в результате чего амплитуда упругих колебаний сначала нарастает, после чего спадает. Развитию периодического процесса биений мешает наступление нового возбуждающего импульса,

в результате чего амплитуда магнитных колебаний снова резко нарастает и процесс повторяется.

7. Длительность импульса меньше периода поля

Рассмотрим теперь другой случай, когда длительность каждого отдельного импульса меньше периода возбуждающего поля. Развитие колебаний для случая примерно двукратного уменьшения показано на рис. 5.

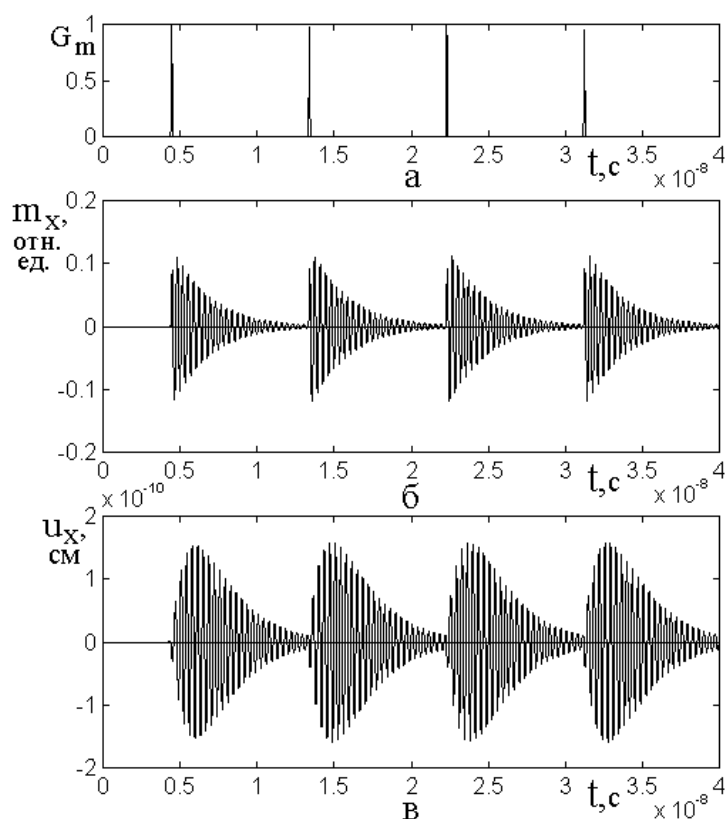


Рис. 5. Развитие во времени модулирующих импульсов (а), магнитных (б) и упругих (в) колебаний.

Параметры импульсов модуляции $N_m = 1000 \rightarrow T_m = 185$ пс.

Период возбуждающего поля $T_p = 357$ пс.

Остальные параметры – те же, что на рис. 4.

Из рисунка видно, что структура возбуждаемых колебаний намагниченности (рис. 5б) и упругости (рис. 5в) близка к представленной на рис. 4 с тем, однако, отличием, что начальные выбросы тех и других колебаний отсутствуют. Происходит это по той причине, что в первом случае (рис. 4) за время действия импульса модуляции переменное поле

успевает совершить несколько периодов колебаний, как это показано на рис. 3б, а во втором случае (рис. 5) переменное поле не успевает совершить ни одного колебания, так что в первом случае возбуждение прецессии намагниченности носит синхронный, а во втором – ударный характер. То есть в первом случае успевают внести свой вклад резонансные свойства прецессии, а во втором происходит только убывающая по экспоненте релаксация с частотой собственных колебаний.

8. Влияние показателя степени коэффициента модуляции на возбуждаемые колебания

Рассмотренные в разделах 6-7 развертки по времени магнитных и упругих колебаний получены при двух значениях длительностях импульса модуляции – больше (раздел 6) и меньше (раздел 7) периода основных колебаний переменного поля. В связи с формированием импульса модуляции путем возведения синуса в четную степень (раздел 3), рассмотрим, как показатель степени влияет на характеристики возбуждаемых магнитных и упругих колебаний.

На рис. 6 представлены зависимости длительности импульса модуляции (а), и соответствующие этой длительности амплитуды возбуждаемых колебаний намагниченности (б) и упругого смещения (в) от величины показателя степени.

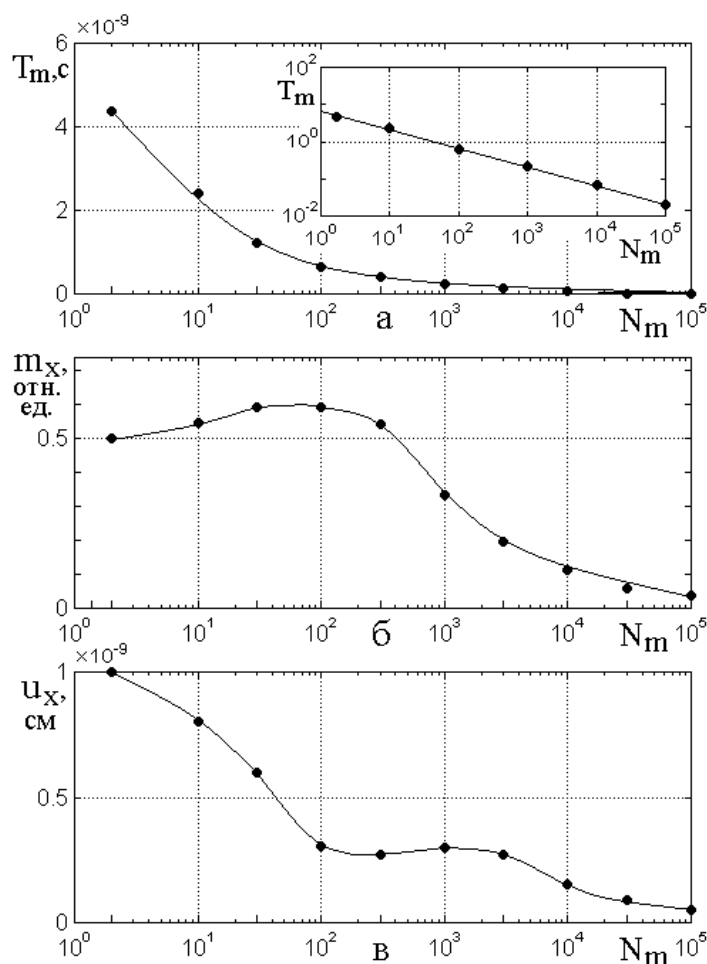


Рис. 6. Зависимости ширины импульса модуляции (а), а также амплитуды возбуждаемых колебаний намагниченности (б) и упругого смещения (в) от показателя степени коэффициента модуляции N_m .

На врезке – та же зависимость, что на основной части эпюры «а», представленная в двойном логарифмическом масштабе.

Остальные параметры – те же, что на рис. 4, рис. 5.

На рис. 6а приведена зависимость длительности (по времени) формируемого импульса на половине его высоты от показателя степени N_m . Видно, что по мере увеличения N_m длительность импульса уменьшается, причем скорость уменьшения падает настолько быстро, что по горизонтальной оси рисунка для наглядности пришлось использовать логарифмический масштаб. На врезке приведена та же зависимость в логарифмическом масштабе по обеим осям. Видно, что в этом случае зависимость с высокой точностью соответствует прямой линии.

На рис. 6б представлена зависимость амплитуды колебаний намагниченности, возбуждаемых импульсами основного переменного

поля (11)-(12), промоделированными параметром G_m в соответствии с формулами (16)-(17) с учетом (14), от величины показателя степени N_m . Видно, что зависимость сначала слегка повышается (на 15%), после чего плавно спадает при $N_m = 10^5$ достигая величины 0,04 от насыщения. Наиболее резкий спад наблюдается в области N_m от 10^2 до 10^3 , то есть по обе стороны от совпадения длительности возбуждающего импульса с периодом основного переменного поля.

На рис. 6в представлена зависимость амплитуды колебаний упругого смещения от того же показателя степени N_m . Видно, что зависимость также спадает, причем в области N_m от 10^2 до 10^3 спад замедляется, так что кривая имеет почти горизонтальный участок.

Таким образом, при увеличении показателя степени N_m , то есть при укорочении возбуждающего импульса, амплитуда колебаний, как намагниченности, так и упругого смещения, спадает из-за того, что не успевает развиться в достаточной степени. В то же время, обе зависимости вблизи совпадения длительности импульса с периодом основного поля имеют особенности такого характера, что энергия колебаний намагниченности более успешно перекачивается в энергию упругого смещения. Можно полагать, что успех перекачки при таком совпадении обусловлен выполнением условий синхронизма, отмеченным в разделе 7 при рассмотрении рис. 5.

9. Характер колебаний при различной степени магнитоупругой связи

В проведенном выше рассмотрении параметры материала имели значения, типичные для монокристалла железиттриевого граната. Так, константа магнитоупругого взаимодействия, обеспечивающая связь между возбуждающим полем и упругой системой, имела значение $B_2 = B_2(YIG) = 6.96 \cdot 10^6$ эрг см⁻³. Однако в работе [14] отмечалось,

что при определенном увеличении этой константы процесс динамического установления намагниченности при включении поля может иметь характер переориентации с одного равновесного положения на другое. Там же приведены условия на параметры материала и действующие поля, достаточные, чтобы переориентация имела место в рамках реального эксперимента. В настоящей работе мы не будем подбирать эти параметры требуемым образом, а просто пойдем по пути увеличения степени магнитоупругого взаимодействия.

Обратимся к рис. 7, где показано развитие во времени колебаний намагниченности при различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия. Колебания упругого смещения развиваются подобным образом, как это можно видеть из рис. 4 и рис. 5, поэтому отдельно на них останавливаться не будем. Для простоты рассмотрения длительность импульса модуляции выбрана меньшей величины периода возбуждающего поля, что обеспечивается величиной $N_m = 1000$.

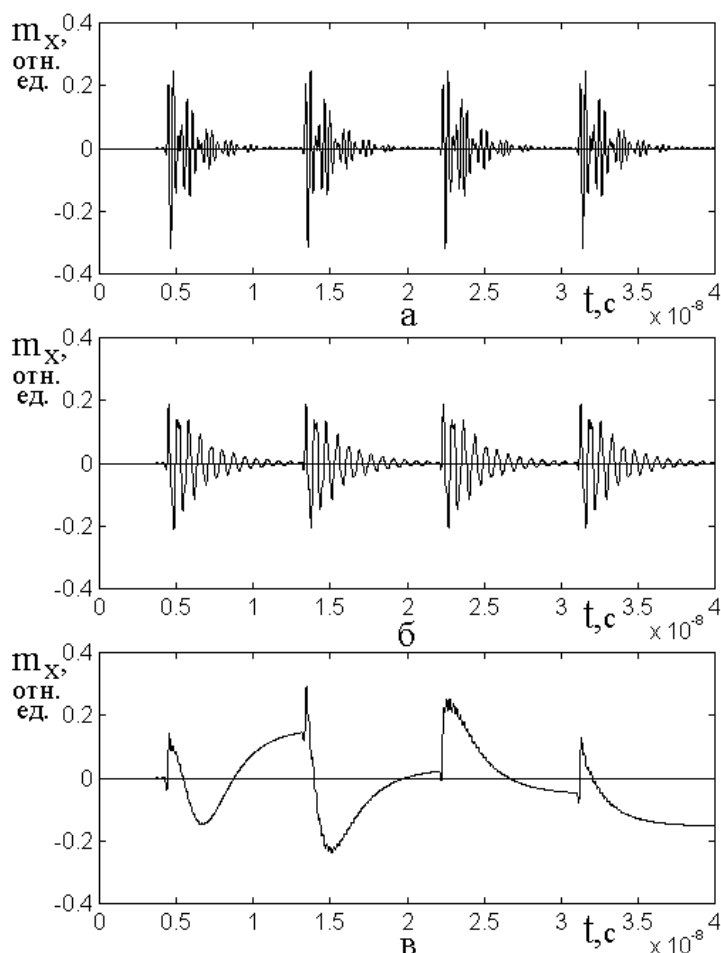


Рис. 7. Развитие во времени колебаний намагниченности при различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия.

Параметры импульсов модуляции $N_m = 1000 \rightarrow T_m = 185$ пс.

Остальные параметры – те же, что на рис. 4.

$$а - B_2 = 10 \cdot B_2(YIG) = 6.96 \cdot 10^7 \text{ эрг см}^{-3};$$

$$б - B_2 = 30 \cdot B_2(YIG) = 2.09 \cdot 10^8 \text{ эрг см}^{-3};$$

$$в - B_2 = 50 \cdot B_2(YIG) = 3.48 \cdot 10^8 \text{ эрг см}^{-3}.$$

Из рис. 7а, соответствующего сравнительно малому значению константы B_2 , видно, что колебания намагниченности после начального выброса развиваются далее по спадающей экспоненте, причем период колебаний соответствует периоду возбуждающего поля. В основном, картина мало отличается от приведенной на рис. 5б. Видны небольшие биения амплитуды, что, по-видимому, связано с некоторым различием частоты возбуждающего поля и собственной частотой прецессии

намагниченности, которая несколько понижается из-за влияния поля магнитострикции, действующего в плоскости пленки.

На рис. 7б показаны колебания намагниченности при дальнейшем увеличении константы B_2 . Видно, что в этом случае амплитуда колебаний спадает по такой же экспоненте, как и в первом случае, однако период колебаний заметно увеличен, опять таки из-за действия поля магнитострикции.

Совершенно другой характер имеют колебания на рис. 7в, соответствующем еще большему значению B_2 . Здесь уже происходит частичная переориентация намагниченности с последующим возвращением к начальному положению, причем время переориентации здесь не согласуется с периодом следования импульсов, так что форма колебаний от импульса к импульсу меняется. Колебания с частотой возбуждающего поля почти полностью отсутствуют, кроме незначительной ряби на вершине третьего импульса. Таким образом, здесь главенствующим фактором в формировании колебаний намагниченности является процесс динамического установления в условиях переориентации.

Из сравнения представленных эпюр видно, что максимальная амплитуда колебаний во всех трех случаях примерно одинакова и составляет около 0,2 отн.ед, так что можно считать, что эта амплитуда от величины константы магнитоупругости не зависит и, по-видимому, в первую очередь определяется соотношением между внешним постоянным полем и полем размагничивания. Заметим, что на это соотношение может дополнительно влиять статическое поле магнитострикции, учет которого при достаточно большой константе требует более подробного рассмотрения.

10. Период возбуждаемых колебаний

Из рис. 7 видно, что по мере увеличения константы магнитоупругости характер колебаний, возбуждаемых каждым импульсом, заметно меняется. Рассмотрим такое изменение более подробно, для чего обратимся к рис. 8, где представлено развитие колебаний в пределах одного периода модулирующих

импульсов, что позволяет их увидеть в более крупном масштабе. На рис. 8а изображены импульсы модуляции, а на рис. 8б-д – развитие колебаний намагниченности, возбуждаемых этими импульсами при возрастающих значениях константы магнитоупругого взаимодействия.

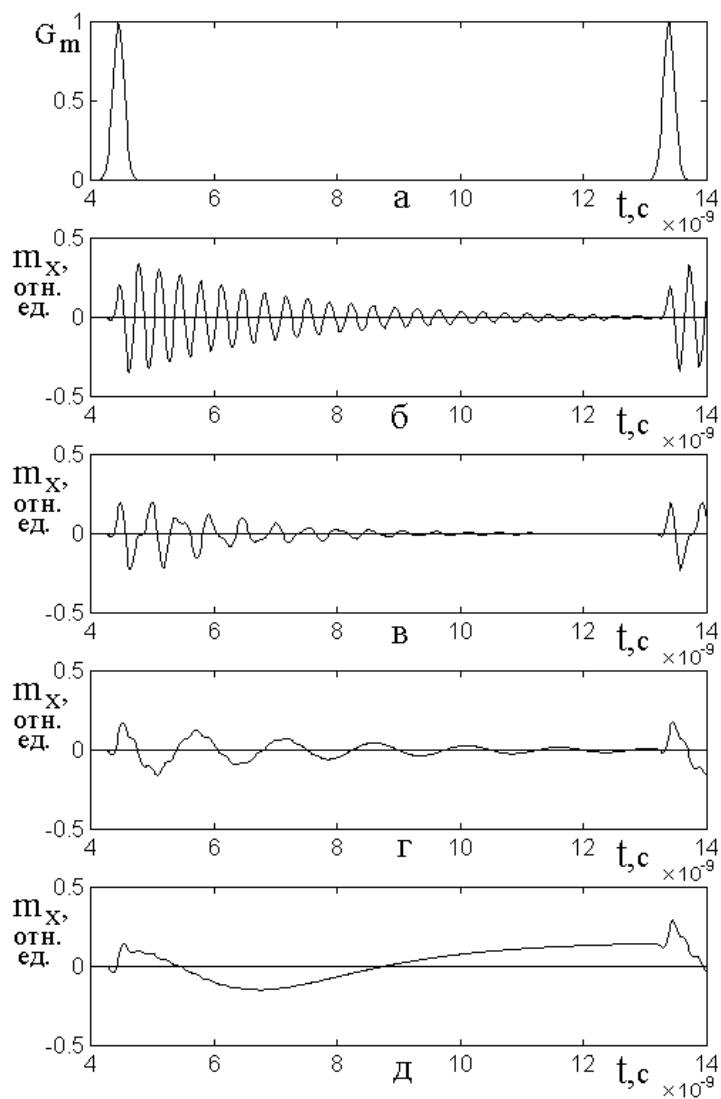


Рис. 8. Развитие во времени колебаний намагниченности в пределах одного периода модуляции при различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия.

а – конфигурация модулирующих импульсов $T_p = 8920$ пс;

$$\text{б} - B_2 = 1 \cdot B_2(YIG) = 6.96 \cdot 10^6 \text{ эрг см}^{-3};$$

$$\text{в} - B_2 = 20 \cdot B_2(YIG) = 1.39 \cdot 10^7 \text{ эрг см}^{-3};$$

$$\text{г} - B_2 = 40 \cdot B_2(YIG) = 2.78 \cdot 10^7 \text{ эрг см}^{-3};$$

$$\text{д} - B_2 = 50 \cdot B_2(YIG) = 3.48 \cdot 10^8 \text{ эрг см}^{-3}.$$

Параметры импульсов модуляции $N_m = 1000 \rightarrow T_m = 185$ пс.

Остальные параметры – те же, что на рис. 4.

Характерной особенностью рассматриваемых колебаний является четко выраженное увеличение их периода по мере увеличения константы взаимодействия. Так, при константе $B_2 = 1 \cdot B_2(YIG)$ (б) период равен 344 пс, что с точностью до ширины линии построения близко к периоду возбуждающего поля $T_p = 357$ пс. При увеличении константы в 20 раз (в) период принимает значение 515 пс, при увеличении константы в 40 раз (г) – 1397 пс, а при увеличении в 50 раз (д) составляет около 11500 пс, то есть превышает период следования импульсов.

Ввиду наблюдаемого на рис. 8 сильного изменения характера возбуждаемых колебаний при значительных величинах магнитоупругой связи, для дальнейшего рассмотрения удобно константу магнитоупругости относить к величине константы для железиттриевого граната $B_2(YIG) = 6.96 \cdot 10^6$ эрг см⁻³.

С этой целью введем коэффициент кратности константы магнитоупругости, определяемый соотношением:

$$N_B = \frac{B_2}{B_2(YIG)}, \quad (19)$$

так что требуемое значение константы будет иметь вид:

$$B_2 = N_B \cdot B_2(YIG). \quad (20)$$

На рис.9 приведена зависимость периода колебаний намагниченности T_b , возбуждаемых отдельным импульсом, от коэффициента кратности константы магнитоупругости N_B . На рисунке отмечены два характерных уровня периода: $T_p = 357$ пс – период возбуждающего поля и $T_m = 8920$ пс – период следования импульсов возбуждения.

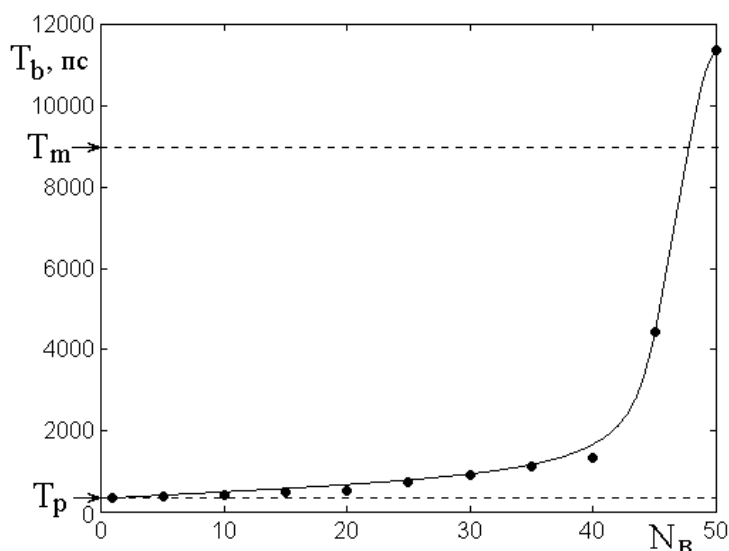


Рис. 9. Зависимость периода колебаний намагниченности от коэффициента кратности константы магнитоупругости. Параметры – те же, что на рис. 8.

Из рисунка видно, что период колебаний намагниченности по мере увеличения коэффициента кратности магнитоупругости плавно увеличивается, сначала до $N_B = 40$ довольно медленно, однако после этого значения скорость увеличения периода резко возрастает. Такой рост можно считать переходом к режиму переориентации, представленному на рис. 7в. Крутизна роста настолько велика, что процесс можно считать пороговым, однако пороговый переход здесь является не скачкообразным, а плавным, хотя и происходит на небольшом отрезке значений константы магнитоупругости – по коэффициенту кратности N_B от 42 до 48.

Замечание. Данное рассмотрение ограничено значением $N_B = 50$ по той причине, что при этом период возбуждаемых колебаний становится больше периода возбуждающих импульсов: на рисунке последняя точка приходится выше верхней пунктирной прямой, так что между импульсами уместится только один полупериод. Предварительная проверка показывает, что далее период продолжает увеличиваться. Для подробного рассмотрения этого вопроса следует увеличить интервал между импульсами, чего можно достигнуть путем уменьшения частоты модуляции F_m ниже принятого здесь значения 56 МГц (раздел 4). Можно полагать, что такое исследование,

в том числе с рассмотрением времени релаксации возбуждаемых колебаний, может составить предмет для отдельной работы.

11. Колебания в большом интервале времени

В разделе 10 установлено, что при значении константы магнитоупругого взаимодействия выше пороговой величины, соответствующей N_B порядка 42-48 единиц, период возбуждаемых колебаний приобретает весьма большие значения, превышающие период возбуждающих импульсов. При этом характер колебаний становится довольно сложным, меняющимся от импульса к импульсу, вследствие возникновения частичной переориентации.

В этом отношении представляет интерес проследить, как переориентация проявляется при возбуждении колебаний на достаточно большом интервале времени.

Рассмотрим рис. 10, где развитие колебаний во времени представлено на интервале в 30 раз более продолжительном, чем в предыдущем рассмотрении – от нуля до 300 нс. Для достаточно яркого проявления переориентации константа магнитоупругого взаимодействия выбрана заведомо большой, превышающей константу $B_2(YIG)$ в 50 раз (то есть $N_B = 50$). На том же рисунке в верхнем ряду (а) приведена последовательность модулирующих импульсов. Как и ранее (разделы 6-7), выбраны два значения длительности модулирующего импульса, соответствующие $N_m = 100$ (а) и $N_m = 1000$ (б), то есть по обе стороны от продолжительности периода переменного поля.

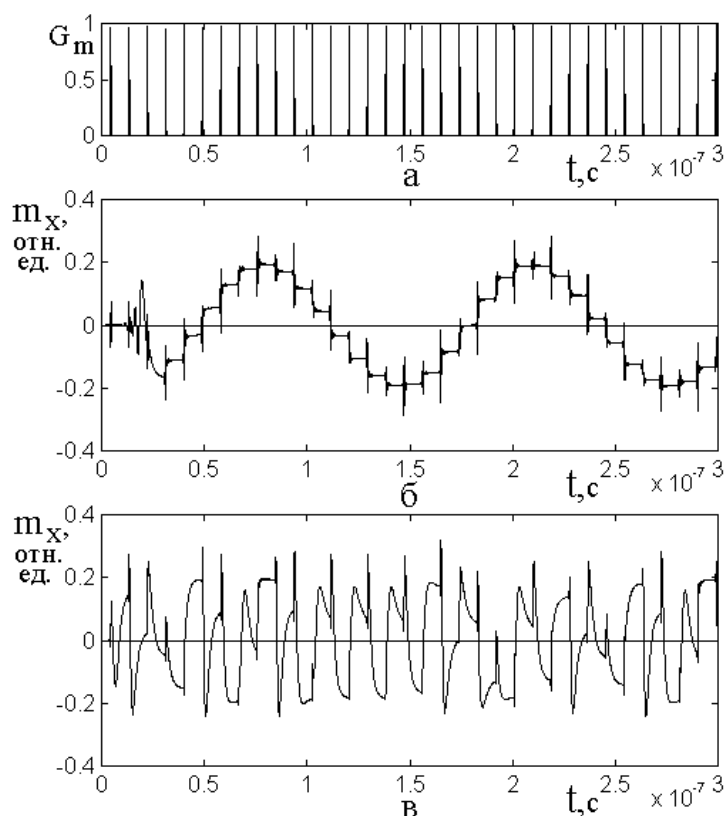


Рис. 10. Развитие колебаний намагниченности при константе магнитоупругости $B_2 = 50 \cdot B_2(YIG)$ эрг см⁻³ и различных продолжительностях импульса:
 а – конфигурация модулирующих импульсов $T_p = 8920$ пс;
 б – $N_m = 100 \rightarrow T_m = 741$ пс. в – $N_m = 1000 \rightarrow T_m = 185$ пс.
 Остальные параметры – те же что на рис. 4, рис. 5.

Из рис. 10б видно, что при длительности возбуждающих импульсов больше периода переменного поля намагниченность испытывает синусоидальные колебания значительной амплитуды – $m_x = 0,2$ отн.ед. с периодом 121 нс. Проверка показывает, что колебания Y-компоненты намагниченности происходят со сдвигом относительно представленной на рисунке X-компоненты на четверть периода, то есть намагниченность прецессирует по кругу с отклонением от вертикальной оси на угол, синус которого равен максимальной величине $m_x = 0,2$ отн.ед, то есть на 12 градусов. Частота такой прецессии значительно ниже частоты переменного поля возбуждения и составляет 8,26 МГц. При этом переменное поле все же возбуждает колебания своей частоты 2800 МГц,

однако они проявляются как быстро затухающие выбросы, соответствующие импульсам модуляции, приведенным на рис. 10а. Таким образом, здесь имеет место прецессия положения равновесия в условиях ориентационного перехода, описанная в работах [15, 16], обобщенных в главах 9-10 монографии [17].

Наблюдаемый здесь режим прецессии равновесия по константе магнитоупругости имеет пороговый характер. При принятых параметрах порог составляет $B_2 = 48 \cdot B_2(YIG)$. Период колебаний при этой величине стремится к бесконечности, а при дальнейшем увеличении константы уменьшается, однако даже при увеличении константы на порядок всегда остается больше периода возбуждающих импульсов. Уменьшение намагниченности пленки приводит к снижению порога и увеличению периода колебаний. Изменение параметров затухания магнитной и упругой подсистем на порядок в ту и другую сторону порога не меняет. Изменение длительности возбуждающих импульсов также порога не меняет, однако период колебаний при укорочении импульса сильно уменьшается и появляется заметная хаотическая составляющая. Проверка показывает, что при дальнейшем укорочении импульсов степень хаотизации увеличивается.

На рис. 10в, когда длительность возбуждающих импульсов становится меньше периода переменного поля, колебания на частоте поля не возбуждаются, а намагниченность сразу перебрасывается из одного крайнего положения в другое, подобно тому, как это в крупном масштабе показано на рис. 7в. Прецессия по кругу, как на рис 10б, здесь не происходит, а имеет место скачкообразное перебрасывание намагниченности из одного положения в другое, причем амплитуда такого перебрасывания – та же, что прецессии на рис. 10б, то есть равна 0.2 отн.ед. Моменты скачкообразного перебрасывания совпадают с моментами возбуждающих импульсов, а промежутки между такими перебрасываниями заполнены довольно плавным установлением намагниченности из одного крайнего положения в другое. Четкой периодичности здесь не наблюдается, так что можно полагать, что в спектре колебаний присутствует хаотическая составляющая.

Заметим, что режимы колебаний, представленные на рис. 10б и рис. 10в, настолько сильно отличаются друг от друга, что переход от одного к другому требует подробного рассмотрения. Важным моментом является также поиск условий (параметров материала, частоты и поля), позволяющих наблюдать описанные явления при небольших значениях кратности константы магнитоупругости, в том числе, когда эта константа близка к таковой для железиттриевого граната. Подобные исследования авторы предполагают провести в отдельной работе.

Заключение

Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему.

1) Рассмотрена нелинейная прецессия намагниченности в нормально намагниченной ферритовой пленке, обладающей магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами. Записаны уравнения движения для намагниченности и упругого смещения, а также граничные условия. Выполнено численное решение приведенной системы методом Рунге-Кутты. Приведено представление возбуждающего поля в виде колебания основной частоты, близкой к частоте ферромагнитного резонанса, а также частоты упругого резонанса пленки, промодулированной дополнительными короткими импульсами, частота следования которых значительно ниже основной частоты возбуждения.

2) Предложена процедура формирования периодической последовательности сверхкоротких импульсов. В основе такой процедуры лежит представление модулирующего сигнала в виде синусоиды частоты модуляции, с последующим возведением такой синусоиды в четную степень. Получающаяся при этом последовательность коротких импульсов имеет период, равный половине периода исходной синусоиды, а длительность каждого отдельного импульса – тем меньшую, чем показатель степени модуляции больше.

3) Представлено получение возбуждающего поля в виде непрерывного сигнала частоты, близкой к частоте ферромагнитного резонанса, промодулированного последовательностью коротких импульсов, формируемых путем возведения синусоиды в четную степень. Отмечены два принципиально различных вида возбуждения: первый – когда длительность модулирующего импульса значительно больше периода исходного сигнала и второй – когда длительность модулирующего импульса значительно меньше периода исходного сигнала. В первом случае промодулированный сигнал имеет вид цуга колебаний основной частоты, продолжительность которого равна длительности импульса модуляции, а во втором промодулированный сигнал имеет вид одиночного знакопеременного выброса вверх и вниз одинаковой амплитуды с длительностью, близкой к длительности импульса модуляции.

4). Рассмотрено развитие во времени магнитных и упругих колебаний, возбуждаемых сформированным импульсным полем. Показано, что в первом случае, то есть когда длительность импульса модуляции больше периода переменного поля возбуждаемые колебания намагниченности сначала имеют резкий выброс вверх, соответствующий длительности модулирующего импульса, после чего затухают по экспоненте, а упругие колебания после подобного выброса сначала возрастают, а после прохождения через максимум спадают по экспоненте. Поведение упругих колебаний интерпретировано как перекачка энергии из магнитной системы в упругую. Во втором случае начальный выброс тех и других колебаний отсутствует, магнитные колебания после резкого начального подъема плавно спадают по экспоненте, а упругие сначала плавно возрастают, а после максимума также плавно спадают, отражая перекачку энергии из магнитной системы в упругую.

5) Рассмотрено влияние показателя степени параметра модуляции на возбуждаемые колебания. Показано, что длительность импульса модуляции по мере увеличения показателя степени спадает сначала весьма быстро, после чего спад замедляется, а в двойном логарифмическом масштабе зависимость длительности импульса модуляции от показателя степени имеет

вид прямой линии с отрицательным наклоном. Максимальная амплитуда как магнитных, так и упругих колебаний по мере увеличения показателя степени спадает, однако значительно медленнее, чем спад длительности импульса, причем в области близости длительности импульса с периодом переменного поля обе зависимости имеют особенности – спад амплитуды намагниченности ускоряется, а спад амплитуды упругого смещения замедляется.

б) Рассмотрен характер возбуждаемых колебаний намагниченности при различной степени магнитоупругой связи в случае, когда длительность импульса меньше периода переменного поля. Введен коэффициент кратности константы магнитоупругости, равный отношению рассматриваемой константы к величине константы магнитоупругости для железиттриевого граната. Показано, что при малой величине константы магнитоупругого взаимодействия колебания намагниченности после резкого возросшего начального значения плавно спадают по экспоненте, причем по мере увеличения константы амплитуда колебаний не меняется, а период увеличивается, вплоть до значения, превышающего период следования импульсов модуляции. Получена зависимость периода колебаний намагниченности от коэффициента кратности константы магнитоупругости. Выявлено резкое увеличение периода при определенном значении кратности, имеющее пороговый характер. Установлено, что при значении кратности, превышающем пороговое значение, имеет место периодическая частичная переориентация вектора намагниченности с последующим возвращением к начальному положению, причем форма колебаний от импульса к импульсу изменяется.

7) Рассмотрено возбуждение колебаний намагниченности в большом интервале по времени при условии коэффициента кратности магнитоупругости превышающем пороговое значение. Отмечено принципиальное различие двух случаев: когда длительность импульса больше периода переменного поля и когда длительность импульса меньше периода переменного поля. Показано, что в первом случае колебания намагниченности имеют большую амплитуду, определяемую величиной поля магнестрикции при максимальном значении

константы, а конфигурация колебаний имеет вид синусоиды, период которой значительно больше периода следования импульсов возбуждения. Отмечено, что наблюдаемое явление соответствует прецессии положения равновесия намагниченности, наблюдаемой в условиях ориентационного перехода. Показано, что во втором случае колебания намагниченности имеют такую же амплитуду что в первом, но здесь имеют вид резких перебросов ориентационного характера от одного равновесного положения до другого, причем времена таких перебросов совпадают с моментами действия возбуждающих импульсов, а между перебросами намагниченность устанавливается случайным образом, так что в ее колебаниях присутствует хаотическая составляющая.

8) Отмечены некоторые особенности наблюдаемых явлений и приведены рекомендации для дальнейших исследований.

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.
2. 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.
3. Bigot J.V., Vomir M. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. // *Ann. Phys. (Berlin)*. 2013. V.525. №1-2. P.2.
4. Jäger J.V., Scherbakov A.V., Linnik T.I., Yakovlev D.R., Wang M., Wadley P., Holy V., Cavill S.A., Akimov A.V., Rushforth A.W., Bayer M. Picosecond inverse magnetostriction in garfenol thin films. // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V.103. №3. P.032409(5).

5. Janusonis J., Chang C.L., Jansma T., Gatilova A., Vlasov V.S., Lomonosov A.M., Temnov V.V., Tobey R.I. Ultrafast magnetoelastic probing of surface acoustic transients. // *Phys. Rev. B*. 2016. V.94. №2. P.024415(7).
6. Walowski J., Münzenberg M. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics. // *J. Appl. Phys.* 2016. V.120. №14. P.140901(16).
7. 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).
8. 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).
9. 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. // *ФТТ*. 2016. Т.58. №6, С.1093.
10. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ориентационные характеристики возбуждения магнитоупругих волн фемтосекундным импульсом света. // *Электронный «Журнал радиоэлектроники»*. 2017. №6. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jun17/5/text.pdf>.
11. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Колебания намагниченности в магнитоупругой среде при ударном воздействии упругого смещения. // *Электронный «Журнал радиоэлектроники»*, 2018, №4, Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/apr18/3/text.pdf>.
12. 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.
13. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. 1973.

14. 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.
15. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Вынужденная нелинейная прецессия вектора намагниченности в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2011. Т.56. №1. С.84-96.
16. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Мультирежимный характер нелинейной прецессии намагниченности второго порядка в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2011. Т.56. №9. С.1120-1131.
17. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. М.: Физматлит. 2018.

Для цитирования:

Асадуллин Ф.Ф., Власов В.С., Плешев Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ударное возбуждение магнитоупругой системы периодической последовательностью сверхкоротких импульсов поля. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – № 6. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.6.2>