

## УДАРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В МАГНИТОУПРУГОЙ СРЕДЕ УПРУГИМИ ИМПУЛЬСАМИ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

© 2021 г. В. С. Власов<sup>а</sup>, П. А. Макаров<sup>а</sup>, В. Г. Шавров<sup>б</sup>, В. И. Щеглов<sup>б, \*</sup>

<sup>а</sup>Сыктывкарский государственный университет им. П. Сорокина,  
Октябрьский просп., 55, Сыктывкар, 167001 Российская Федерация

<sup>б</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

\*E-mail: vshcheg@cplire.ru

Поступила в редакцию 09.03.2021 г.

После доработки 09.03.2021 г.

Принята к публикации 23.03.2021 г.

В схеме “накачка-зонд” рассмотрено развитие во времени колебаний намагниченности в нормально намагниченной пластине, обладающей магнитоупругими свойствами, происходящих под действием упругого импульса с затянутыми фронтами, возбуждаемого мощным импульсным лазером. Исследованы четыре возможных варианта затягивания фронтов импульса: первый, когда затягивание полностью отсутствует, второй, когда затянут передний фронт импульса, третий, когда затянут задний, и четвертый, когда одновременно затянуты как передний, так и задний фронты импульса. Показано, что резкий передний фронт импульса приводит к возбуждению колебаний намагниченности, частота которых значительно превышает резонансную, а резкий задний – к возбуждению интенсивных магнитных колебаний, имеющих нестационарный характер. Затягивание обоих фронтов импульса приводит к сглаживанию и регуляризации магнитных колебаний. Приведены возможные причины затягивания фронтов упругого импульса.

DOI: 10.31857/S0033849421100156

### ВВЕДЕНИЕ

Современная технология обработки информации требует обращения к процессам, характерное время которых исчисляется нано-, пико- и даже фемтосекундами. Особый интерес представляют такие процессы в средах, обладающих магнитным упорядочением [1]. Для их исследования используется метод “накачка-зонд”, когда возмущение намагниченности создается мощным лазером (обычно пико- или фемтосекундным), а ее считывание – другим маломощным лазером по эффекту Фарадея или Керра [2, 3]. Мощный импульс света нагревает магнитную среду, в результате чего в ней возникают упругие напряжения волнового характера [4–6], через посредство магнитоупругости вызывающие изменение намагниченности, в том числе прецессию резонансного характера [7, 8] и спиновые волны [9].

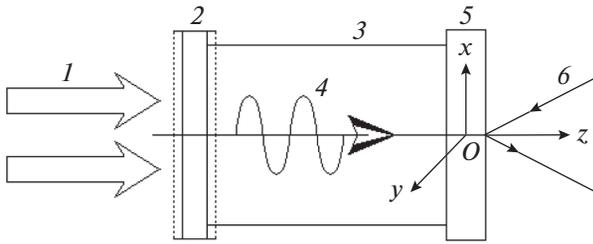
В приведенных работах исследовалось возбуждение прецессии намагниченности без какого-либо учета формы возбуждающего упругого импульса, т.е. так, как будто бы импульс был прямоугольным. Однако простое рассмотрение воздействия прямоугольного импульса света на расширяющуюся

за счет нагревания среду показывает, что форма возбуждаемого упругого импульса сильно искажается, в первую очередь за счет конечного времени распространения тепла.

Данная работа посвящена рассмотрению возбуждения магнитной системы мощным упругим импульсом с учетом конечного времени релаксации возбуждаемого светом упругого смещения.

### 1. РОЛЬ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ В СХЕМЕ “НАКАЧКА-ЗОНД”

Для интерпретации экспериментов по возбуждению магнитных колебаний через посредство упругих под действием мощного импульса света, значительный интерес, по-видимому, представляет “трехтемпературная модель”, рассматривающая воздействие мощного импульса света на пленку никеля [10, 11]. При этом пленка никеля рассматривается как резервуар для одновременного сосуществования трех различных систем: электронов, спинов и решетки. Короткий импульс света возбуждает систему электронов, после чего энергия



**Рис. 1.** Схема метода “накачки-зонда” с разделением возбуждения и регистрации: 1 – луч света от мощного импульсного лазера; 2 – тонкая металлическая немагнитная пленка; 3 – подложка (буферный слой); 4 – импульс упругого смещения; 5 – исследуемая магнитная пленка; 6 – зондирующий луч света.

этих электронов расходуется по двум другим системам.

Принципиально важным является различие времен релаксации этих трех систем: минимальное у электронной и значительно большее у двух других систем. При этом длительность импульса света значительно меньше времени релаксации любой из систем, но импульс достаточно сильный, чтобы раскачать электронную систему до значительной амплитуды. Для описания такого явления в целом предлагается система, состоящая из трех уравнений первого порядка (по одному для каждой системы), записанных в предположении, что скорость изменения температуры данной системы пропорциональна разности температур между этой системой и двумя другими. В результате получаются экспоненциальные зависимости, которые при подборе констант довольно удовлетворительно согласуются с экспериментом. Для реализации в эксперименте быстро релаксирующей электронной системы выбирается хорошо проводящий металл – никель. Время релаксации двух других систем – магнетонной и фононной – значительно превышает время релаксации электронной. То есть в отсутствие электронной системы время релаксации структуры в целом должно значительно увеличиваться.

Между тем в значительном числе экспериментов имеет место пространственное разделение быстро и медленно релаксирующих структур. Так, в работах [12–14], схема “накачки-зонда” реализуется в трехслойной структуре, представляющей собой подложку, на одной поверхности которой расположена немагнитная пленка, непосредственно нагреваемая светом, а на другой – магнитная пленка, состояние намагниченности которой анализируется. Схема эксперимента типа “накачка-зонд” для этого случая показана на рис. 1. Луч света 1 от мощного импульсного лазера падает слева на тонкую металлическую пленку 2, нанесенную на одну из поверхностей достаточно толстой подложки 3, играющей роль разделительного и передаточного буфера. Под действием мощ-

ного импульса света пленка 2 испытывает тепловое расширение (пунктирные линии), в результате чего в подложке 3 возбуждается импульс упругого смещения 4, распространяющийся к другой поверхности подложки, где он попадает в магнитную пленку 5. Изменение магнитного состояния пленки 5, вызванное упругим импульсом 4 через магнитострикцию, регистрируется падающим на пленку 5 лучом 6 от другого маломощного лазера, по повороту плоскости поляризации которого определяется намагниченность в точке, освещаемой этим лучом.

Как видим, в такой схеме электронная система в магнитной пленке 5 не возбуждается, так как она отделена от пленки 2 буферной подложкой 3. Хотя в пленке 2 возбуждение электронной системы имеет место, но такое возбуждение вызывает лишь активизацию фононного резервуара, так как магнетонный резервуар здесь отсутствует (пленка 2 является немагнитной).

Возбуждение фононного резервуара реализуется в виде теплового расширения пленки 2, создающего упругий импульс 4, который после прохождения буферной зоны 3 попадает на магнитную пленку 5. То есть возбуждение намагниченности в пленке 5 осуществляется только за счет доходящего до нее упругого импульса. При этом упругий импульс, даже будучи первоначально прямоугольным, в процессе распространения через буферную зону 3 может испытывать искажения, в первую очередь затягивание обоих фронтов.

В связи с этим особую актуальность приобретает вопрос, как именно магнитная система реагирует на такой искаженный импульс, т.е. каковы свойства возбуждаемой в пленке 5 прецессии намагниченности.

## 2. ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ ДЛЯ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ

Рассмотрим более подробно геометрию именно магнитной части задачи (рис. 2). Будем использовать декартову систему координат  $Oxyz$ , ориентация которой на рис. 1 показана внутри контура магнитной пленки 5. В качестве пленки будем рассматривать плоскопараллельную пластину толщиной  $d$ , обладающую магнитоупругими свойствами в рамках кубической магнитной симметрии, плоскость (100) которой совпадает с плоскостью пластины. Плоскость  $Oxy$  декартовой системы координат  $Oxyz$  совпадает с плоскостью пластины, ось  $Oz$  перпендикулярна ей. Оси  $Ox$ ,  $Oy$  и  $Oz$  параллельны ребрам куба кристаллографической ячейки. Центр системы координат  $O$  находится в центре пластины, ее плоскости соответствуют координатам  $z = \pm d/2$ . Внешнее постоянное магнитное поле  $\vec{H}_0$  приложено перпенди-

кулярно плоскости пластины. Такая ориентация поля необходима для возможности возбуждения прецессии с достаточно высокой амплитудой [15]. При этом частота магнитного резонанса совпадает с дном спектра обменных спиновых волн, в результате чего помехи от их параметрического возбуждения исключаются [16–18]. Пленка находится на подложке в нижней части схемы на рис. 2. Будем полагать, что модули упругости пленки и подложки различаются настолько сильно, что по толщине пленки может реализоваться упругий резонанс с достаточной добротностью. Вектор упругого смещения  $\vec{u}$ , приходящего из подложки, действует в плоскости магнитной пленки. Будем полагать, что величина магнитного поля и толщина пленки выбраны таким образом, что частота магнитного резонанса и частота упругого (на первой моде по толщине пленки) между собой совпадают.

### 3. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ДЛЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ И УПРУГОГО СМЕЩЕНИЯ

Система уравнений движения для нормированных на намагниченность насыщения  $M_0$  компонент намагниченности  $m_{x,y,z}$  имеет вид [15]

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

а уравнения для  $m_y$  и  $m_z$  получаются циклической перестановкой  $x, y, z$ . Уравнения для компонент упругого смещения  $u_{x,y}$  имеют вид

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

граничные условия –

$$c_{44} \frac{\partial u_{x,y}}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_{x,y} m_z. \quad (3)$$

В этих выражениях  $H_{x,y,z}$  – эффективные поля, определяемые как производные от плотности энергии по компонентам намагниченности,  $\gamma$  – гиромагнитная постоянная,  $\alpha$  – параметр магнитного затухания,  $c_{44}$  – модуль упругости,  $\beta$  – параметр упругого затухания,  $\rho$  – плотность материала магнитной пластины,  $B_2$  – константа магнитоупругого взаимодействия.

### 4. ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ

Магнитные и упругие параметры материала пластины были взяты такими же, как для железо-

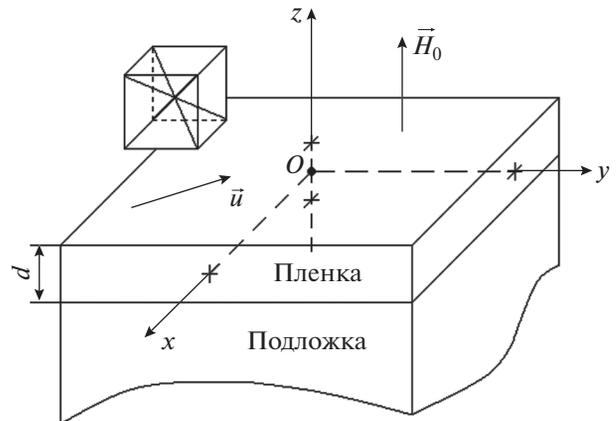


Рис. 2. Схема геометрии магнитной части задачи.

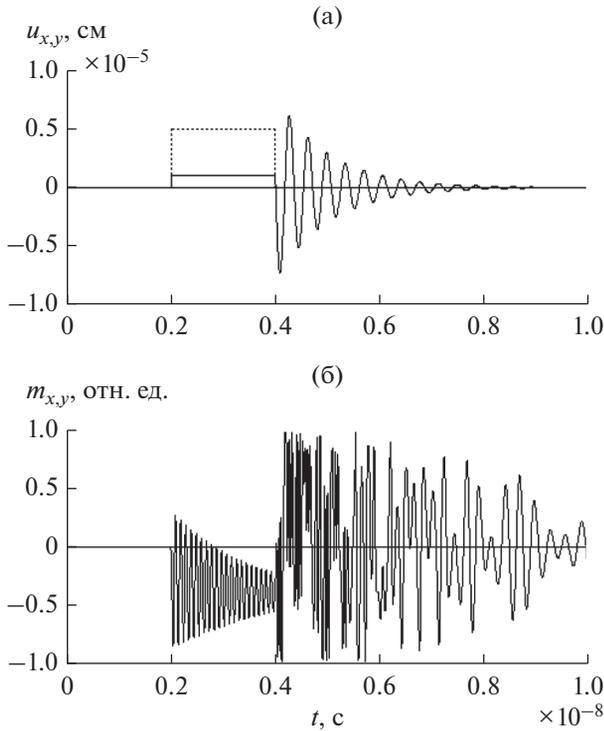
итриевого граната (ЖИГ):  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $c_{44} = 7.64 \times 10^{11}$  эрг см<sup>-3</sup>,  $\rho = 5.17$  г см<sup>-3</sup>,  $B_2 = 6.96 \times 10^6$  эрг См<sup>-3</sup>. Параметр затухания магнитных колебаний полагался равным  $\alpha = 0.01$ . При этом время релаксации магнитных колебаний, определяемое как время спада амплитуды свободных колебаний в  $e \approx 2.71$  раз, составляло около  $0.8 \times 10^{-8}$  с. Исходное значение параметра затухания упругих колебаний (т.е. без учета затягивания) полагалось равным  $\beta = 10^9$  с<sup>-1</sup>. Длительность импульса упругого смещения прямоугольной формы (т.е. без затягивания) полагалась равной  $0.2 \times 10^{-8}$  с. Предполагалось, что затягивание переднего фронта импульса происходит по экспоненциальному закону в соответствии с формулой

$$u = u_0 \{1 - \exp[-2 \times 10^9 \times (t - t_0)]\}, \quad (4)$$

где  $u_0$  – максимальная амплитуда упругого импульса,  $t_0$  – время начала упругого импульса. Затягивание заднего фронта импульса достигалось выбором достаточно большого значения параметра затухания  $\beta$ . Здесь эти значения выбирались следующими:  $u_0 = 10^{-6}$  см,  $t_0 = 0.2 \times 10^{-8}$  с,  $\beta = 8 \times 10^{10}$  с<sup>-1</sup>.

При этом время релаксации для переднего фронта импульса затянутых упругих колебаний, определяемое как время достижения 90% амплитуды от максимума, составляло  $0.15 \times 10^{-8}$  с. Время релаксации для заднего фронта, определяемое как время спада амплитуды до 10% от максимума, составляло  $0.12 \times 10^{-8}$  с. То есть в случае затягивания упругий импульс убывал примерно с такой же постоянной времени, как и нарастал.

В задаче полагалось, что резонансные частоты магнитных и упругих свободных колебаний равны друг другу и составляют 2800 МГц. При этом



**Рис. 3.** Развитие во времени упругих (а) и магнитных (б) колебаний в отсутствие затягивания фронтов упругого импульса.

резонансное поле с учетом размагничивания получалось равным 2750 Э, а резонансная толщина магнитной пластины — 0.6865 мкм.

Начальную ориентацию вектора намагниченности положим по нормали к плоскости пластины, т.е. вдоль оси  $Oz$ .

## 5. РАЗВИТИЕ ВО ВРЕМЕНИ УПРУГИХ И МАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Решение системы уравнений (1)–(3) выполнялось методом Рунге–Кутты четвертого порядка [19]. Рассматривалось развитие во времени упругих и магнитных колебаний в магнитной пластине после достижения ее поверхности упругим импульсом. Обратимся к рис. 3–6, где показаны варианты колебаний при различном затягивании фронтов упругого импульса.

### 5.1. Отсутствие затягивания обоих фронтов

На рис. 3а, 3б представлено развитие во времени упругих и магнитных колебаний в отсутствие затягивания фронтов упругого импульса, т.е. когда он имеет чисто прямоугольную форму. На рис. 3а пунктирными линиями показан контур упругого импульса в увеличенном в пять раз масштабе. Такое увеличение сделано для наглядно-

сти рисунка, так как действительная амплитуда начального упругого импульса (сплошная линия) в сравнении с последующими возбуждаемыми им колебаниями слишком мала. Из рис. 3а видно, что в отсутствие затягивания резкий задний фронт упругого импульса (при времени  $0.4 \times 10^{-8}$  с) возбуждает интенсивные упругие колебания магнитной пластины, причем начальная амплитуда этих колебаний более чем в пять раз превышает амплитуду исходного импульса. После возбуждения задним фронтом упругие колебания спадают со своим временем релаксации. На переднем фронте возбуждения колебаний не происходит, так как упругий импульс за все время своего действия создает вынужденную устойчивую постоянную деформацию, препятствующую развитию свободных колебаний.

*Замечание.* Действие такой вынужденной упругой деформации, подавляющее свободные упругие колебания, могущие возбуждаться передним фронтом импульса, является не вполне очевидным и требует более подробного рассмотрения. Однако, как будет видно из дальнейшего, в случае затягивания импульса передний его фронт становится плавным и возбуждает упругие колебания ударным образом не может. Поэтому в данной работе будем полагать, что свободные упругие колебания на переднем фронте упругого импульса в любом случае не возбуждаются.

Магнитные колебания (см. рис. 3б) возникают сразу после воздействия упругого импульса, т.е. на его переднем фронте. При этом частота прецессии намагниченности получается значительно больше исходной и составляет около 10.5 ГГц, т.е. примерно в 3.75 раз больше исходной. Можно полагать, что столь высокое значение частоты обусловлено суммарным значением постоянного поля (с учетом размагничивания) и поля магнитострикции, создаваемого упругим импульсом в течение времени своего действия. Возбужденные таким образом магнитные колебания во времени спадают, причем время их релаксации также уменьшается в пропорциональное число раз.

Характерным свойством является сдвиг средней линии магнитных колебаний вниз на 0.4 отн. ед. Такой сдвиг имеет место в течение всего времени действия упругого импульса. Это обстоятельство отражает тот факт, что поле магнитострикции, создаваемое упругим импульсом, направлено в плоскости пластины. Поэтому равновесное положение намагниченности, определяемое суммарным внешним полем (с учетом размагничивания) и полем магнитострикции, значительно отклоняется от нормали к плоскости пластины.

После окончания упругого импульса, т.е. со времени  $0.4 \times 10^{-8}$  с, магнитные колебания происходят под действием интенсивных свободных

упругих колебаний, возбужденных задним фронтом исходного упругого импульса. При этом они уже “забывают” свой характер до этого момента и полностью подчиняются вынуждающему воздействию упругих колебаний. Вследствие их значительной амплитуды конус прецессии магнитных колебаний раскрывается почти до  $\pm 90^\circ$ , так что размах колебаний в плоскости  $Oxy$  приближается к единице. Однако частота таких колебаний вследствие значительного поля магнострикции от упругих колебаний по-прежнему значительно превышает резонансную частоту упругих колебаний, в результате чего намагниченность колеблется с сильными биениями, приближающимися к хаотическому характеру. Квазихаотичность упругих колебаний по мере спада амплитуды упругих колебаний (см. рис. 3а) также постепенно ослабевает. После времени около  $0.9 \times 10^{-8}$  с, когда амплитуда упругих колебаний падает почти до нуля, магнитные колебания обретают свободу, становятся регулярными и постепенно затухают в соответствии со своим временем релаксации.

### 5.2. Затягивание переднего фронта

Рассмотрим теперь, какое влияние на развитие тех и других колебаний оказывает затягивание переднего фронта упругого импульса. На рис. 4а, 4б показано развитие во времени упругих и магнитных колебаний при затягивании переднего фронта упругого импульса. Пунктирными линиями представлен контур упругого импульса в увеличенном в пять раз масштабе. Из рис. 4а видно, что в отсутствие затягивания заднего фронта упругого импульса (при времени  $0.4 \times 10^{-8}$  с), как и в предыдущем случае, возбуждаются интенсивные упругие колебания, причем начальная амплитуда этих колебаний более чем в пять раз превышает амплитуду исходного импульса. После возбуждения задним фронтом упругие колебания спадают со своим временем релаксации. На переднем фронте возбуждения колебаний не происходит, так как упругий импульс развивается здесь довольно плавно, так что возможность ударного возбуждения упругих колебаний отсутствует. В остальном упругие колебания полностью соответствуют таковым в предыдущем случае.

Магнитные колебания (см. рис. 4б), как и в предыдущем случае, возникают сразу после воздействия упругого импульса, т.е. на его переднем фронте. При этом частота прецессии намагниченности получается также больше исходной, однако ее начальное увеличение довольно незначительно (не более чем в 1.5 раза), что обусловлено малой амплитудой упругого импульса в этот момент. Однако по мере увеличения амплитуды упругого импульса частота прецессии постепенно возрастает, к концу импульса достигая того же зна-

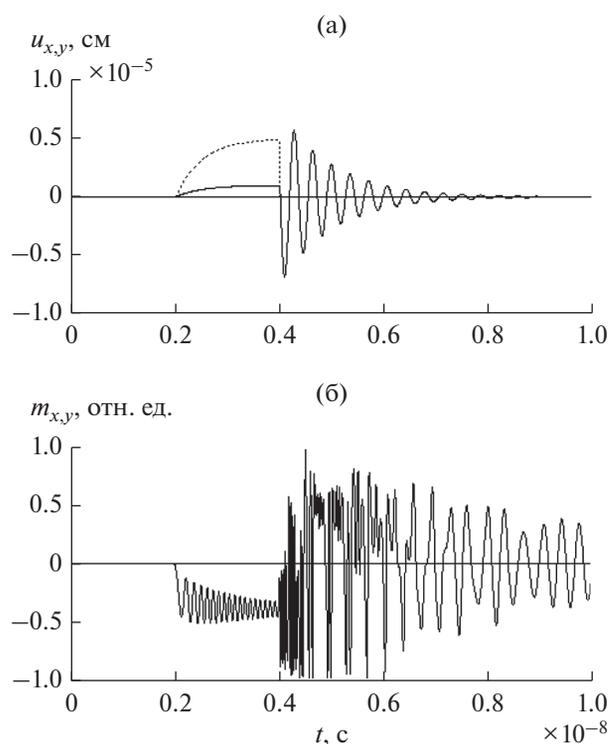
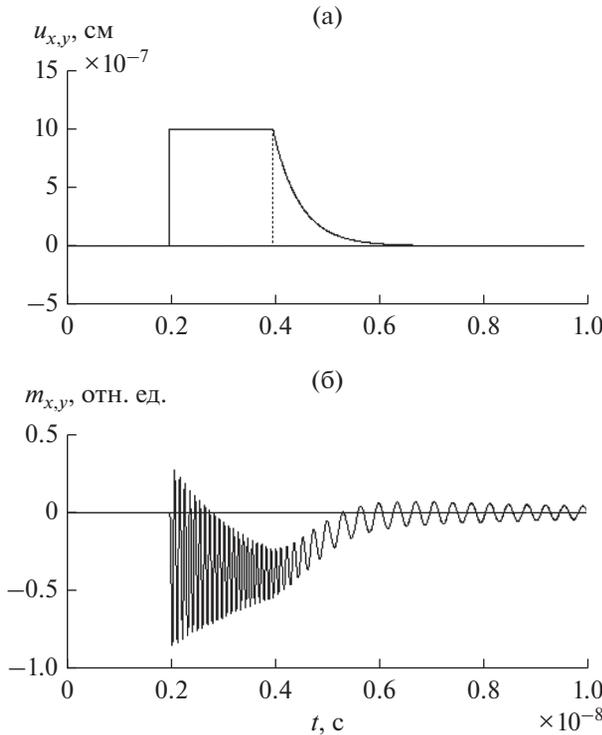


Рис. 4. Развитие во времени упругих (а) и магнитных (б) колебаний при затягивании переднего фронта упругого импульса.

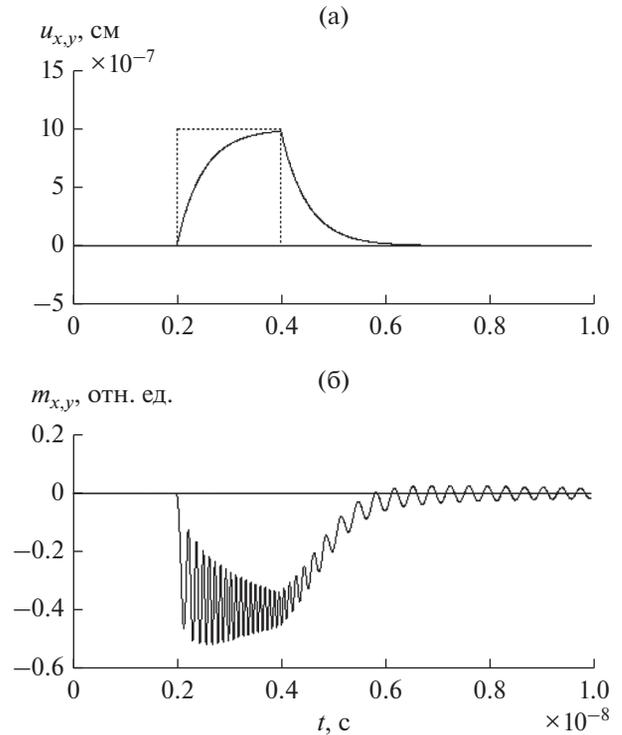
чения, что и в предыдущем случае (около 10.5 ГГц). Имеет место то же смещение центральной линии магнитных колебаний, что и в предыдущем случае, однако здесь это смещение, имея сначала малую величину, постепенно нарастает, достигая того же значения, то и на рис. 3б. После окончания упругого импульса, т.е. начиная со времени  $0.4 \times 10^{-8}$ , магнитные колебания, как и в предыдущем случае, приобретают квазихаотический характер, обусловленный воздействием интенсивных упругих колебаний. Однако здесь квазихаотичность выражена несколько слабее и заканчивается несколько раньше (при времени около  $0.7 \times 10^{-8}$  с), что обусловлено, по-видимому, несколько меньшей амплитудой магнитных колебаний в момент окончания упругого импульса.

### 5.3. Затягивание заднего фронта

Рассмотрим теперь, какое влияние на развитие тех и других колебаний оказывает затягивание заднего фронта упругого импульса при отсутствии затягивания переднего. На рис. 5а, 5б показано развитие во времени упругих и магнитных колебаний при затягивании заднего фронта упругого импульса. С целью наглядности масштаб по вертикальной оси на рис. 5а по сравнению с предыдущими рисунками увеличен в 10 раз. Вертикальной



**Рис. 5.** Развитие во времени упругих (а) и магнитных (б) колебаний при затягивания заднего фронта упругого импульса.



**Рис. 6.** Развитие во времени упругих (а) и магнитных (б) колебаний при затягивании обоих фронтов упругого импульса.

пунктирной линией показана форма исходного импульса (т.е. без затягивания заднего фронта). Из рис. 5а видно, что в начальный момент действия упругого импульса (при времени  $0.2 \times 10^{-8}$  с) возбуждение упругих колебаний отсутствует, однако при окончании упруго импульса (при времени  $0.4 \times 10^{-8}$  с), упругое смещение колебательного характера также отсутствует, так как благодаря значительному параметру затухания имеет место апериодический режим. То есть во все время действия упругого импульса упругое смещение остается постоянным, а по окончании импульса постепенно спадает в соответствии с отмеченным выше временем релаксации ( $0.12 \times 10^{-8}$  с).

Магнитные колебания, возбуждаясь в момент начала действия упругого импульса ( $0.2 \times 10^{-8}$  с), сначала ведут себя полностью аналогично таковым на рис. 3б. То есть наблюдается то же увеличение частоты и то же смещение центральной линии вниз по рисунку. Однако по окончании упругого импульса хаотизации магнитных колебаний не происходит, а вместо этого они сохраняют регулярный характер. Далее частота их постепенно снижается, стремясь к значению, соответствующему свободному резонансу (2800 МГц), а центральная линия стремится к нулевому значению.

Такое поведение магнитных колебаний в данном случае обусловлено отсутствием интенсивных упругих колебаний и стремлением упругого смещения к нулю. Время релаксации здесь несколько затягивается вследствие того, что упругие колебания тоже релаксируют не сразу. Однако далее (сразу за пределами правого края рисунка), амплитуда магнитных колебаний спадает в полном соответствии с их собственным законом релаксации.

#### 5.4. Затягивание обоих фронтов

Рассмотрим теперь, что происходит с упругими и магнитными колебаниями в случае одновременного затягивания обоих фронтов упругого импульса. На рис. 6а, 6б показано развитие во времени упругих и магнитных колебаний в этом случае. Пунктирной линией показан исходный импульс в том же масштабе, что на рис. 5. Из рис. 6а, 6б видно, что развитие как упругих, так и магнитных колебаний представляет собой определенную компиляцию процессов, изображенных на рис. 4 и 5. То есть до момента времени  $0.2 \times 10^{-8}$  с магнитные колебания развиваются так же, как на рис. 4, а после этого момента — как на рис. 5. То есть их поведение соответствует одновременному затягиванию обоих фронтов упругого импульса.

## 6. О ПРИРОДЕ ЗАТЯГИВАНИЯ ФРОНТОВ УПРУГОГО ИМПУЛЬСА

Следует заметить, что выполненное здесь рассмотрение нельзя считать полностью корректным. Так, затягивание как переднего, так и заднего фронтов упругого импульса представлено искусственно — первое путем введения амплитуды, меняющейся по экспоненциальному закону, а второе — путем увеличения параметра затухания упругих колебаний. С полностью корректной стороны следовало бы рассмотреть возбуждение прямоугольного импульса на входе в буферную зону (см. рис. 1, 3), после чего проследить распространение импульса вдоль ее длины (оси  $Oz$ ) с учетом соответствующего параметра затухания. Можно полагать, что такое рассмотрение привело бы в точке входа в магнитную пленку 5 к затягиванию обоих фронтов упругого импульса, подобному приведенному выше.

В качестве возможных причин затягивания, кроме постоянного затухания как механизма инерционной релаксации, можно указать зависимость затухания или скорости распространения упругой волны от частоты. То есть если, например, высокочастотные составляющие спектра импульса будут затухать или распространяться медленнее, чем низкочастотные, то это приведет к затягиванию фронтов импульса, так как острота последних определяется именно высокочастотными составляющими. В обратном случае, т.е. когда высокочастотные составляющие спектра будут затухать слабее или распространяться быстрее низкочастотных, наоборот, будет происходить выделение фронтов импульса с провалом его середины. Можно полагать, что такое рассмотрение распространения импульса в буферной зоне требует значительного усложнения использованного здесь математического аппарата, поэтому авторы данной работы намереваются посвятить ему отдельное исследование.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В схеме “накачка-зонд” рассмотрены колебания намагниченности в нормально намагниченной пластине, обладающей магнитоупругими свойствами, происходящие под действием упругого импульса, возбуждаемого мощным импульсным лазером. Рассмотрено развитие во времени магнитных колебаний, возбуждаемых упругим импульсом прямоугольной формы, имеющим затянутые фронты. Собственные резонансные частоты магнитной и упругой систем и времена их релаксации приняты равными друг другу.

Исследованы четыре возможных варианта затягивания фронтов импульса: первый, когда затягивание полностью отсутствует, второй, когда затянут передний фронт импульса, третий, когда затянут

задний, и четвертый, когда одновременно затянуты как передний, так и задний фронты импульса.

Показано, что в первом случае, т.е. когда импульс является прямоугольным, на заднем его фронте возбуждаются интенсивные упругие колебания с частотой упругого резонанса пластины, релаксирующие по закону релаксации упругой системы. Магнитные колебания возбуждаются на переднем фронте упругого импульса и релаксируют со временем, значительно (в несколько раз) меньшем времени релаксации свободных колебаний. Частота магнитных колебаний в этом случае значительно (в несколько раз) превышает частоту свободных колебаний и определяется суммарным действием приложенного поля (с учетом размагничивания) и поля магнитострикции, создаваемым упругим импульсом. После окончания действия упругого импульса магнитные колебания приобретают значительную амплитуду, определяемую интенсивностью возбуждаемых на заднем фронте импульса упругих колебаний. Форма магнитных колебаний приобретает резко нестационарный характер, близкий к хаотическому, а размах конуса прецессии достигает полного развернутого угла, образующие которого приближаются к плоскости пластины. По мере спада амплитуды упругих колебаний характер магнитных колебаний регуляризуется, частота приближается к частоте собственного резонанса, а амплитуда спадает в соответствии со своим законом релаксации.

Во втором случае, когда передний фронт упругого импульса затягивается, а задний остается резким, развитие магнитных колебаний после начала упругого импульса происходит постепенно, амплитуда постепенно спадает, а частота увеличивается, приближаясь к определяемой суммарным действием внешнего поля и поля магнитострикции. После окончания упругого импульса, благодаря резкости его заднего фронта возбуждаются нестационарные магнитные колебания, аналогичные предыдущему случаю.

В третьем случае, когда передний фронт упругого импульса остается резким, а задний затягивается, развитие магнитных колебаний на переднем фронте упругого импульса происходит аналогично первому случаю. На заднем фронте, благодаря отсутствию возбуждения интенсивных упругих колебаний магнитные колебания не становятся нестационарными, а практически сразу приобретают регулярированный характер. Частота их стремится к резонансной, а амплитуда спадает в соответствии с собственным законом релаксации.

В четвертом случае, когда затягиваются оба фронта упругого импульса, поведение намагниченности представляет собой сочетание второго и третьего случаев. То есть магнитные колебания возникают сразу после начала упругого импульса,

их частота постепенно нарастает, а амплитуда сначала нарастает, после чего спадает. После окончания упругого импульса частота магнитных колебаний постепенно спадает, стремясь к резонансному значению, а амплитуда спадает в соответствии с собственным временем релаксации.

После рассмотрения общей картины развития магнитных колебаний перечислим некоторые общие соображения о возможных причинах затягивания фронтов упругого импульса — постоянное затухание, а также частотные зависимости затухания и скорости упругих волн.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, а также при частичной финансовой поддержке Правительства Республики Коми и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-42-110004, р\_а), а также Российского научного фонда (проект № 21-72-20048).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T.* // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. № 3. P. 2731.
2. *Walowski J., Münzenberg M.* // *J. Appl. Phys.* 2016. V. 120. № 14. P. 140901.
3. *Ka Shen, Bauer G.E.W.* // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. № 19. P. 197201.
4. *Janusonis J., Chang C.L., Jansma T. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 94. № 2. P. 024415.
5. *Chang C.L., Lomonosov A.M., Janusonis J. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2017. V. 95. № 6. P. 060409.
6. *Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // *Журн. радиоэлектроники.* 2017. № 6. <http://jre.cplire.ru/jre/jun17/5/text.pdf>.
7. *Dreher L., Weiler M., Pernpeintner M. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 86. № 13. P. 134415.
8. *Thevenard L., Gourdon C., Prieur J.Y. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2014. V. 90. № 9. P. 094401.
9. *Чернов А.И., Кожжаев М.А., Ветошко П.М. и др.* // *ФТТ.* 2016. Т. 58. № 6. С. 1093.
10. *Beaurepaire E., Merle J.C., Daunois A., Bigot J.Y.* // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 76. № 22. P. 4250.
11. *Bigot J.V., Vomir M.* // *Ann. Phys.* 2013. V. 525. № 1–2. P. 2.
12. *Linnik T.I., Scherbakov A.V., Yakovlev D.R. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2011. V. 84. № 21. P. 214432(11).
13. *Jäger J.V., Scherbakov A.V., Linnik T.I. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. № 3. P. 032409.
14. *Jäger J.V., Scherbakov A.V., Glavin B.A. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2015. V. 92. № 2. P. 020404.
15. *Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // *РЭ.* 2009. Т. 54. № 7. С. 863.
16. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Темирязов А.Г., Тихомирова М.П.* // *РЭ.* 1999. Т. 44. № 10. С. 1262.
17. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Темирязов А.Г., Тихомирова М.П.* // *ФТТ.* 2000. Т. 42. № 6. С. 1062.
18. *Семенцов Д.И., Шутый А.М.* // *Успехи физ. наук.* 2007. Т. 177. № 8. С. 831.
19. *Корн Г., Корн Т.* *Справочник по математике для научных работников и инженеров.* М.: Наука, 1973.