

УДК 537.874; 537.624

КОЛЕБАНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В МАГНИТОУПРУГОЙ СРЕДЕ ПРИ УДАРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ УПРУГОГО СМЕЩЕНИЯ

В. С. Власов¹, П. А. Макаров¹, В. Г. Шавров², В. И. Щеглов²

¹Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина,
167001, Сыктывкар, Октябрьский пр-т, 55

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

Статья поступила в редакцию 20 марта 2018 г.

Аннотация. В схеме «накачки-зонда» рассмотрена задача для трехслойной структуры, представляющей собой подложку (буферный слой), на обеих поверхностях которой нанесены две пленки, одна из которых имеет высокий коэффициент теплового расширения, а вторая – высокие магнитоупругие свойства. Воздействие импульса света на первую пленку за счет теплового расширения возбуждает в ней интенсивные упругие колебания. Эти колебания, пройдя через буферный слой и попадая на вторую пленку, возбуждают в ней за счет магнитострикции интенсивные колебания намагниченности. Получены связанные нелинейные уравнения движения намагниченности и упругого смещения, решенные в случае совпадения частот магнитного и упругого резонансов. Исследовано развитие во времени упругих и магнитных колебаний в предположении, что основную роль в возбуждении магнитных колебаний играет форма конечного фронта импульса упругого смещения. Рассмотрены три возможных варианта формирования конечного фронта импульса упругого смещения: режимы малого, среднего и большого затухания. Показано, что в режиме малого затухания на конечном фронте импульса формируются интенсивные упругие колебания, частота которых равна резонансной, а амплитуда в несколько раз может превышать амплитуду исходного импульса. В этом случае в момент начала действия упругого импульса возбуждаются сильные магнитные колебания, частота которых определяется суммарным действием внешнего поля и поля маг-

нитострикции. После окончания упругого импульса частота магнитных колебаний резко возрастает, а амплитуда приобретает нестационарный характер, близкий к хаотическому. После спада амплитуды свободных упругих колебаний магнитные колебания регуляризируются и релаксируют на собственной частоте в соответствии со своим временем релаксации. В режиме среднего упругого затухания на конечном фронте импульса формируется быстрый спад, сопровождающийся одним-двумя периодами свободных колебаний, после чего упругие колебания затухают. При этом в момент начала действия упругого импульса возбуждаются сильные магнитные колебания, подобные предыдущему случаю. После окончания упругого импульса магнитные колебания освобождаются от воздействия упругого смещения и релаксируют на собственной частоте в соответствии со своим временем релаксации. В режиме сильного упругого затухания на конечном фронте упругого импульса формируется плавно спадающее упругое смещение аperiodического характера, время спада которого значительно превышает время периода свободных колебаний. При этом в момент начала действия упругого импульса возбуждаются сильные магнитные колебания, подобные первым двум случаям. После окончания упругого импульса частота магнитных колебания плавно стремится к собственной, а амплитуда также плавно релаксирует к нулю. Рассмотрено воздействие на магнитную пластину конечной серии последовательно следующих друг за другом упругих импульсов, промежутки между которыми равны длительности самих импульсов. Рассмотрение проведено для тех же трех значений упругого затухания – малого, среднего и большого. Показано, что в случае малого затухания каждый вновь приходящий упругий импульс навязывает свою амплитуду упругим колебаниям, возбужденным предыдущим импульсом. При этом магнитные колебания в течение всей последовательности упругих импульсов имеют высокую частоту, а амплитуда имеет нестационарный характер, близкий к хаотическому. В случае среднего затухания следующие друг за другом упругие импульсы являются независимыми, так что действие упругого смещения периодически повторяется. Магнитные колебания также повторяют свое развитие периодически

в соответствии с колебаниями, возбуждаемыми одиночным импульсом. В случае сильного затухания упругое смещение, возбужденное предшествующим импульсом, к моменту прихода последующего импульса, полностью релаксировать не успевает. В результате происходит постепенное накопление упругого смещения с соответствующим увеличением эффективной амплитуды упругих импульсов. Максимальная частота магнитных колебаний, соответствующая началу каждого упругого импульса, также постепенно нарастает, отражая рост амплитуды упругого смещения. Приведены некоторые рекомендации, касающиеся практического использования наблюдаемых явлений. В качестве важного применения отмечена возможность создания генератора высокочастотных электромагнитных колебаний с малогабаритной магнитной системой.

Ключевые слова: метод «накачки-зонда», фемтосекундный лазер, магнитоупругое взаимодействие, упругая релаксация, магнитная релаксация.

Abstract. In the “pump-probe” scheme the task for three-layers structure is investigated. This structure consist of thick substrate (buffer slide) on the two surfaces of which are applied two films, first of which has high thermal expansion coefficient and second has high magnetoelastic properties. The influence of light pulse to the first film in connection with thermal expansion excites in its intensive elastic vibrations. These vibrations after the passing of buffer slide reach the second film and excite in its by means of magnetostriction the intensive magnetic vibrations. It is found the connected nonlinear movement excitations of magnetization and elastic displacement in the case of frequency equality of magnetic and elastic resonances. It is investigated the development in time of elastic and magnetic vibrations in supposition that the most role in magnetic vibrations plays the form of last front of elastic displacement pulse. It is investigated three possible versions of last front of elastic displacement pulse forming: regimes of small, middle and large dissipation. It is shown that in small dissipation regime on the last front of elastic pulse it is excited the intensive elastic vibrations which frequency is equal to resonance and amplitude is in several cases more then amplitude of initial pulse. In this case in the initial moment of elastic pulse there is excited the intensive magnetic vibrations which frequency is deter-

mined by summary action of external field and the magnetostriction field. After the end of elastic pulse the magnetic vibration frequency sharp increases and amplitude acquires the nonpermanent character similar to chaotic. After the increasing of free elastic vibrations are finished the magnetic vibrations are regularized and relax with own frequency in correspondence with own relaxation time. In the middle elastic dissipation regime on the last front of elastic displacement pulse it is formed the sharp abatement accompanied by one-two periods of free vibrations after which the elastic vibrations are dissipated. In this case in the first moment of elastic pulse the intensive magnetic vibrations are excited which are the same as in the previous case. After the end of elastic pulse the magnetic vibrations are emancipate from elastic displacement influence and relax on own frequency in correspondence with own relaxation time. In the large elastic dissipation regime on the end front of elastic pulse is formed the smooth decreased elastic displacement having unperiodical character which decreasing time considerably exceeds the time of free vibrations period. In this case in the initial moment of elastic pulse the intensive magnetic vibrations are excited which are the same as in the previous cases. After the end of elastic pulse the magnetic vibrations frequency smooth approaches to zero. It is investigated the influence to magnetic plate by limited series of successive following one after the other elastic pulses having intervals between each other equal to duration of pulses ones. The investigation is made for the same three values of elastic dissipation – small, middle and large ones. It is shown that, in the case of small dissipation, each newly arriving elastic pulse forces its own amplitude to elastic vibrations excited by previous pulse. In this case the magnetic vibrations during all the time of elastic pulses succession have high frequency and its amplitude has the nonpermanent character similar to chaotic. In the case of middle dissipation the following one after the other elastic pulses are independent each from other so the elastic displacement actions are periodically repeated. The magnetic vibrations also repeat its own development periodically in the correspondence to the vibrations excited by solitary pulse. In the case of large dissipation the elastic displacement which is excited by preceding pulse to the moment of following pulse arrival does not found time of relaxation. As a result there take place the

smooth accumulation of elastic displacement with corresponding increase of elastic pulses effective amplitude. The most frequency of magnetic vibrations corresponded to beginning of each elastic pulse also smooth increase what is reflected by elastic displacement amplitude growth. It is described some recommendations for practical application of observed phenomenon. As an example of important application it is drew attention to the possibility of creation very high frequency electromagnetic vibrations generator having small magnetic system.

Key words: method “pump-probe”, femtosecond laser, magnetoelastic interaction, elastic relaxation, magnetic relaxation.

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 «накачки-зонда», 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 магнитострикции вызывающие изменение намагниченности, в том числе прецессию резонансного характера [7,8] и спиновые волны [9].

Все эксперименты по методу «накачки-зонда» можно разделить на две большие группы: использующие единую среду и использующие разделенную среду.

В экспериментах первой группы импульс света воздействует непосредственно на магнитную среду. При этом за счет ее нагревания происходит, во-первых, ее расширение, то есть возникает интенсивное упругое смещение, и во-вторых, намагниченность уменьшается по абсолютной величине за счет повышения температуры.

Примером такой среды может быть магнитная пленка (обычно используется пленка никеля) на немагнитной подложке (в качестве которой может использоваться любой достаточно твердый материал, желательно с хорошей теплопроводностью с целью отвода лишнего тепла).

Для интерпретации таких экспериментов используется так называемая «трехтемпературная модель» [10, 11]. При этом магнитная пленка рассматривается как резервуар для одновременного сосуществования трех различных возбужденных систем: электронов, спинов и решетки. Короткий импульс света возбуждает систему электронов, после чего энергия этих электронов расходуется по двум другим системам – фононной и магнетонной. Повышение температуры среды в этом случае соответствует сильному возбуждению фононной системы. Изменение намагниченности при повышении температуры учитывается как интенсивное возбуждение магнетонного резервуара, снижающего суммарную намагниченность.

Принципиально важным моментом здесь является различие времен релаксации этих трех систем: минимальное – у электронной и значительно большее у фононной и магнетонной. При этом длительность импульса света значительно меньше времени релаксации любой из систем, но импульс достаточно сильный, чтобы раскачать электронную систему до значительной амплитуды. Для математического описания такого явления в целом предлагается система, состоящая из трех уравнений первого порядка (по одному для каждой системы), которые имеют одинаковый вид, а именно: скорость изменения температуры данной системы предполагается пропорциональной разности температур между этой системой и двумя другими. В результате получаются экспоненциальные зависимости, которые при подборе констант довольно удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Таким образом, необходимым условием реализации трехтемпературной модели является наличие быстро релаксирующей электронной системы, для чего в эксперименте выбирается хорошо проводящий металл, а именно – 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. Такое обстоятельство имеет место при использовании в качестве магнитной среды – диэлектрика, например феррита. При этом из трех систем остаются только две – фононная и магнонная. Тем не менее, отсутствие электронной системы в ряде экспериментов не мешает возбуждению интенсивных спиновых волн, происходящему через посредство фононной системы, как это имеет место, например в железоиттриевом гранате [9].

В экспериментах второй группы используется трехслойная структура, представляющая собой две пленки, нанесенные на две противоположные поверхности одной и той же подложки. При этом одна из пленок является немагнитной, но имеет значительный коэффициент теплового расширения, что обеспечивает возбуждение интенсивного импульса упругого смещения при воздействии на нее импульса света. Другая пленка является магнитной со значительной магнитострикцией, что при попадании на нее импульса упругого смещения обеспечивает сильное изменение намагниченности. При этом температура второй пленки не меняется, так что величина намагниченности сохраняется постоянной, меняется лишь ее ориентация.

Импульс света падает на первую пленку, вызывая ее термическое расширение, то есть соответствующий импульс упругого смещения, который, проходя через подложку, являющуюся здесь как бы буферной зоной, доходит до второй пленки и возбуждает в ней через посредство магнитострикции интенсивные магнитные колебания.

Такая схема используется, например, в работах [12-14]. Трехтемпературная модель в этих работах не используется, а вместо нее рассмотрено непосредственное распространение упругого импульса во времени. Сопоставление времен релаксации выполнено численным порядком, что позволило интерпретировать эксперименты в достаточной степени. Применение трехтемпературной модели к такой структуре, по-видимому, также возможно, однако при определе-

нии релаксации необходим учет времени распространения упругого импульса в буферной зоне, а также возбуждение в этой зоне фононного резервуара.

Следует отметить, что во всех цитированных выше работах форма импульса упругого смещения не учитывается, то есть рассмотрение ведется так, как если бы импульс был чисто прямоугольным или в некоторых случаях составлял один период синусоиды. Хотя очевидно, что форма импульса должна искажаться из-за релаксации или дисперсии, особенно при распространении в буферной зоне. Кроме того, нагревание среды мощным импульсом света происходит не мгновенно, а с учетом времени распространения тепла, то есть надо решать уравнение теплопроводности. Везде импульс рассматривается в единственном числе, хотя импульсов может быть много и они следуют друг за другом. Причины последовательности импульсов можно указать две: цикличность работы фемтосекундного лазера и переотражение импульса между противоположными поверхностями структуры (или одна пленка, обычно на подложке, или две пленки плюс буферная зона). При этом магнитная пленка (или структура в целом) может не успевать вернуться к прежней температуре за промежуток времени между импульсами, так что происходит постепенное накопление тепла и соответственно упругого смещения.

Настоящая работа посвящена рассмотрению воздействия импульса упругого смещения на магнитную среду, обладающую магнитострикцией. Предполагается использование схемы «накачки-зонда» второго типа, то есть с разделенными в пространстве возбуждением упруго смещения и воздействием этого смещения на намагниченность. Такая схема позволяет не учитывать изменение намагниченности за счет температуры, что значительно упрощает задачу. На первом этапе рассматривается воздействие на магнитную среду одиночного упругого импульса с различной степенью искажения формы за счет релаксации. Далее рассматривается воздействие последовательности таких импульсов с учетом накопления тепла от следующих друг за другом импульсов.

1. Схема метода «накачки-зонда»

В методе «накачки-зонда» накачкой является свет от мощного импульсного лазера (обычно пико- или фемтосекундного), зондом – тоже свет от мало-мощного лазера, работающего в непрерывном режиме. В эксперименте регистрируется изменение состояния поляризации света от второго лазера, происходящее в результате взаимодействия этого света с намагниченностью зондируемой магнитной пленки.

Схема эксперимента по методу «накачки-зонда», в соответствии со вторым вариантом, показана на рис.1.

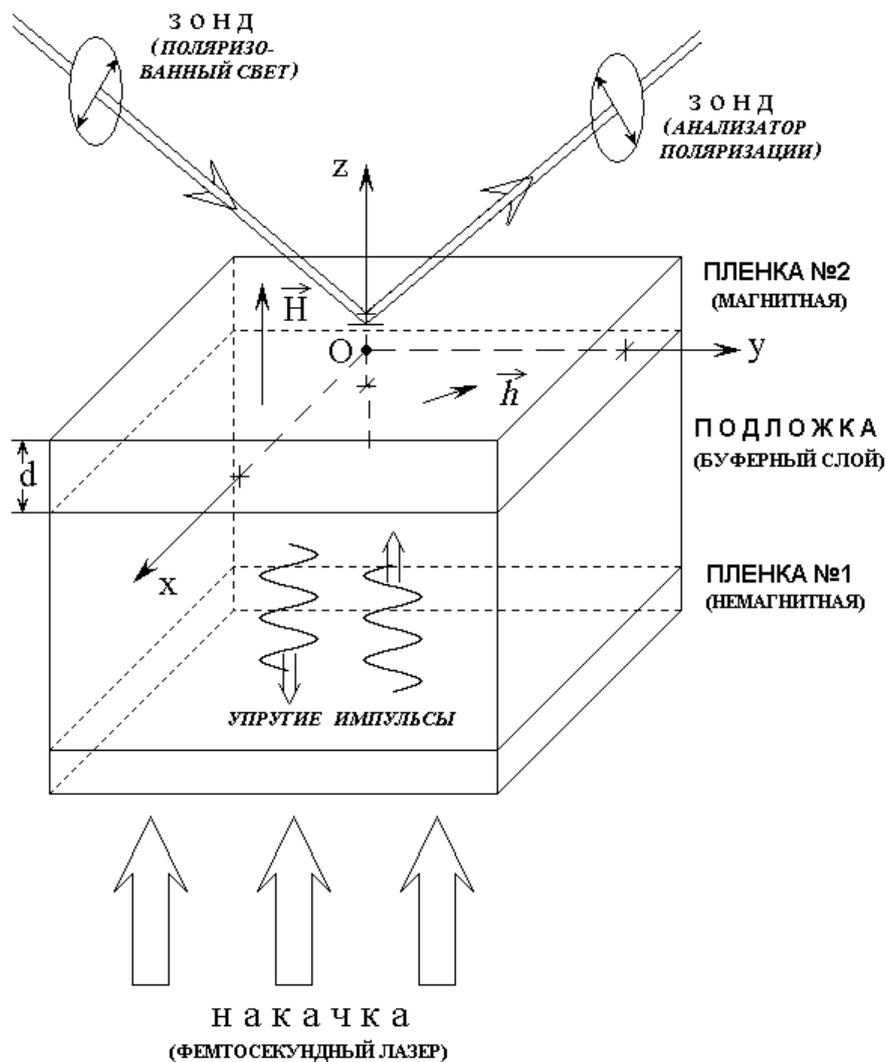


Рис.1. Схема эксперимента по методу «накачки-зонда» в соответствии со вторым вариантом.

Луч света от мощного импульсного лазера падает снизу по рисунку на тонкую металлическую пленку №1, нанесенную на одну из поверхностей достаточно толстой подложки, играющей роль разделительного и передаточного буфера. Под действием мощного импульса света пленка №1 испытывает тепловое расширение, в результате чего в ней возбуждается импульс упругого смещения, передаваемый в подложку. Этот импульс, после прохождения подложки, попадает в пленку №2, через посредство магнитострикции вызывая изменение ее магнитного состояния. Это состояние регистрируется падающим на пленку №2 лучом от другого маломощного лазера, по повороту плоскости поляризации которого определяется намагниченность в точке, освещаемой этим лучом.

Для достижения наивысшего эффекта эксперимента материал для пленки №1 выбирается обладающим значительным тепловым расширением (обычно используется медь), а материал для пленки №2 – значительным коэффициентом магнитострикции и хорошим коэффициентом магнитооптического взаимодействия (обычно выбирается никель).

В качестве подложки может использоваться любой достаточно твердый кристаллический или аморфный материал, обладающий малыми потерями на распространение упругих волн.

В большинстве экспериментов импульсный лазер, как правило, работает в периодическом режиме, то есть генерирует не один, а определенную последовательность импульсов. В этом свете важным достоинством материала подложки является хорошая теплопроводность, обеспечивающая достаточно эффективный отвод тепла от пленки №1 с целью возвращения ее в исходное состояние к моменту прихода следующего импульса.

Следует заметить, что в экспериментах материалы, как обеих пленок, так и подложки отличаются значительным разнообразием. Так в работе [12], где важное место занимают процессы, связанные с протеканием тока в полупроводниковых структурах, в качестве буферного слоя используется *GaAs*. В ра-

боте [16], исследующей магнитные свойства в сочетании с хорошей проводимостью, буферный слой выполнен также из $GaAs$, а в качестве материала для магнитной пленки используется гарфенол (81% Fe , 19% Ga). В работе [9], где исследуются спиновые волны в среде с малым затуханием, в качестве структуры используется пленка железоиттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ на подложке из гадолиний-галлиевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$. То есть во всех случаях выбор обоих материалов диктуется конкретными задачами эксперимента.

2. Магнитная часть задачи

Предметом рассмотрения настоящей работы являются свойства прецессии намагниченности в условиях возбуждения сильным импульсом упругого смещения. Поэтому далее рассмотрим только магнитную часть задачи – пленку №2 на рис.1, полагая, что упругий импульс падает на эту пленку извне. Схема магнитной пленки на подложке показана на рис.2.

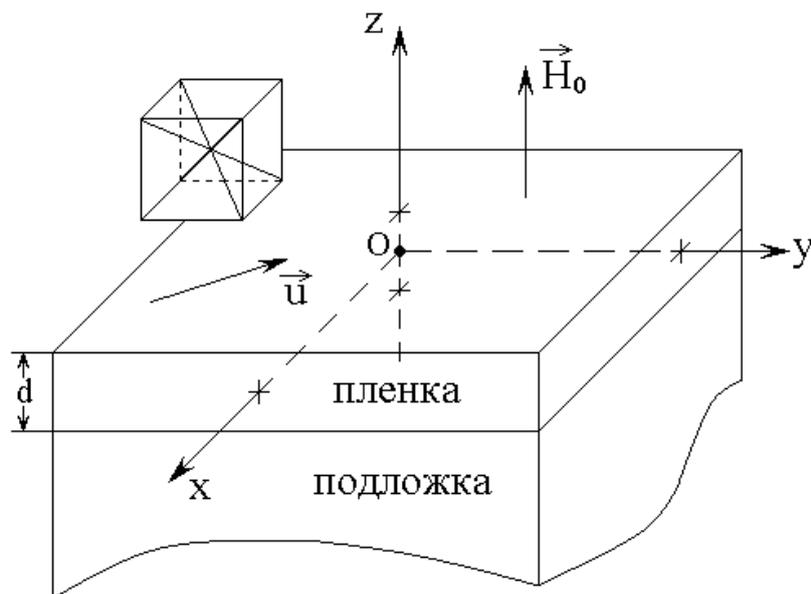


Рис.2. Схема геометрии магнитной части задачи.

В качестве пленки рассмотрим плоскопараллельную пластину толщины 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 ей перпендикулярна. 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 перпендикулярно 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, показанной в нижней части 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]:

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

а уравнения для m_y и m_z получаются циклической перестановкой x , y , z .

Уравнения для компонент упругого смещения $u_{x,y}$ имеют вид:

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

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, γ – гиромагнитная постоянная, α – параметр магнитного затухания по Гильберту, c_{44} – модуль упругости, β – параметр упругого затухания, ρ – плотность материала магнитной пластины, B_2 – константа магнитоупругого взаимодействия.

4. Основные параметры структуры

Магнитные и упругие параметры материала пластины возьмем такими же, как 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, $B_2 = 6.96 \cdot 10^6$ эрг см⁻³.

Будем полагать, что резонансные частоты магнитных и упругих свободных колебаний равны друг другу и составляют 2800 МГц. При этом резонансное поле с учетом размагничивания получается равным 2750 Э, а резонансная толщина магнитной пластины – 0.6865 мкм.

В работе исследовалось развитие магнитных и упругих процессов во времени при различных параметрах затухания. При этом магнитное затухание полагалось всегда одним и тем же, а упругое варьировалось. В качестве иллюстрации приведем релаксационные свойства магнитных и упругих колебаний для исследованных далее случаев, как это показано на рис.3.

Параметр затухания магнитных колебаний полагаем равным $\alpha = 0.02$. При этом время релаксации магнитных колебаний, определяемое, как время спада амплитуды свободных колебаний в $e \approx 2.71$ раз, составляет около

$0.25 \cdot 10^{-8}$ с. Развитие во времени свободных магнитных колебаний для этого случая показана на рис.3а.

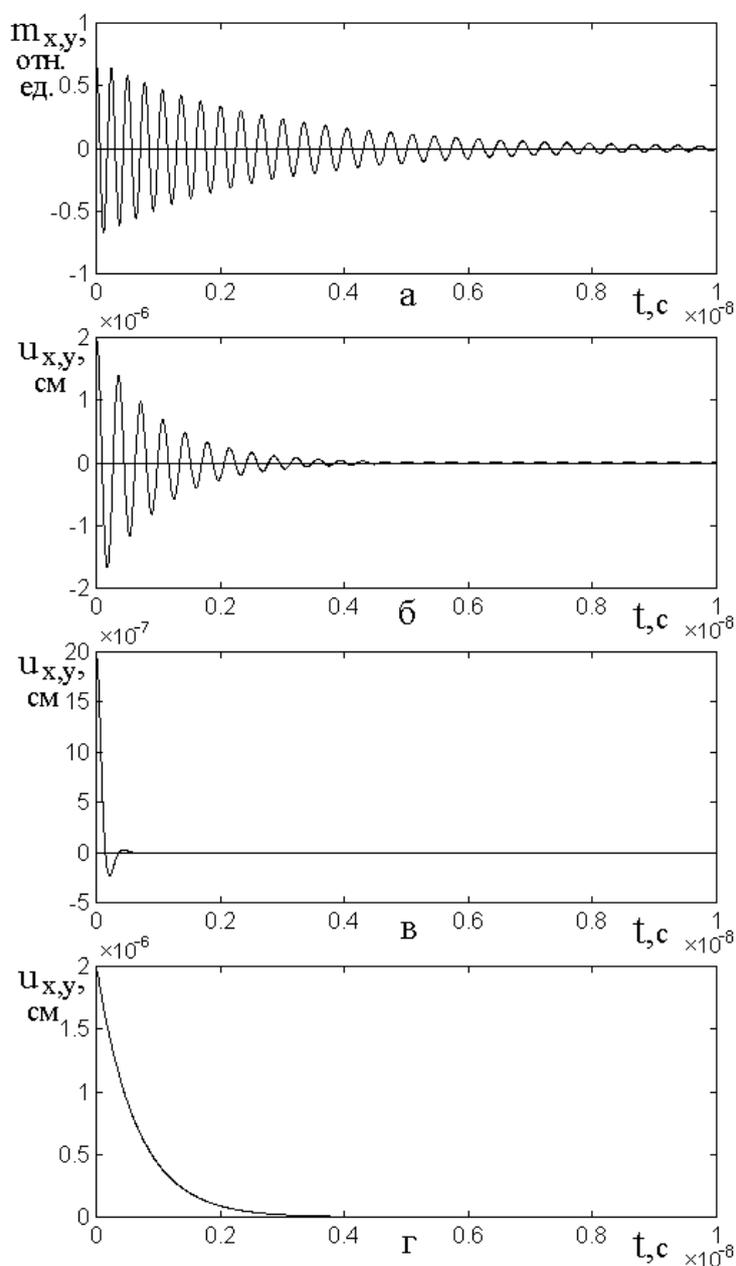


Рис.3. Релаксация свободных колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б-г) при следующих параметрах затухания:

$$а - \alpha = 0.02; \quad б - \beta_1 = 10^9 \text{ с}^{-1}; \quad в - \beta_2 = 10^{10} \text{ с}^{-1}; \quad г - \beta_3 = 10^{11} \text{ с}^{-1}.$$

Для параметра затухания упругих колебаний будем рассматривать три характерных вида затухания: малое затухание, соответствующее $\beta_1 = 10^9 \text{ с}^{-1}$,

среднее затухание соответствующее $\beta_2 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, больше затухание, соответствующее $\beta_3 = 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

В первом случае упругие колебания являются периодическими со сравнительно слабым затуханием. Постоянная времени составляет около $0.12 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, то есть вполне сравнима со временем релаксации магнитных колебаний. Свободные колебания упруго смещения и намагниченности для этого случая показаны на рис.3б.

Во втором случае, то есть при $\beta_2 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, время релаксации упругих колебаний падает до $0.02 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, то есть составляет величину того же порядка, что время периода магнитных колебаний. Упругое смещение, прежде чем затухнуть окончательно, успевает совершить не более одного-двух колебаний с резко падающей амплитудой. Развитие упругих колебаний во времени для этого случая показано на рис.3в.

В третьем случае, то есть при $\beta_3 = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, упругие колебания являются полностью аperiodическими, так что смещение просто монотонно релаксирует к нулевому положению, спадая в $e \approx 2.71$ раз за время около $0.7 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Развитие упругого смещения во времени для этого случая показано на рис.3в.

5. Форма импульса упругого смещения

Рассмотрим теперь форму импульса упруго смещения, действующего на магнитную пленку. Следует заметить, что в реальном случае возбуждение упругого смещения за счет термического нагрева импульсным лазером имеет ударный характер. При этом сразу после начала импульса света пленка №1 начинает расширяться, так что генерируемый импульс упруго смещения имеет ударный фронт, резкость которого определяется термическими характеристиками материала пленки №1 с учетом характеристик материала подложки. В этом случае, даже если фронт падающего импульса света является очень коротким, упругое смещение все равно возбуждается с некоторым запаздыванием во времени, так что фронт генерируемого упругого импульса получается довольно

плавным. При этом и возбуждение магнитных колебаний происходит достаточно плавно. Более подробный анализ затягивания фронта упруго импульса требует решения уравнения теплопроводности, что выходит за рамки настоящей работы. Так что здесь мы будем полагать, что начальный фронт упруго импульса является резким, имеющим прямоугольную форму. При этом свободные упругие колебания в течение продолжительности упругого импульса отсутствуют, а по его окончании имеют свободный релаксирующий характер.

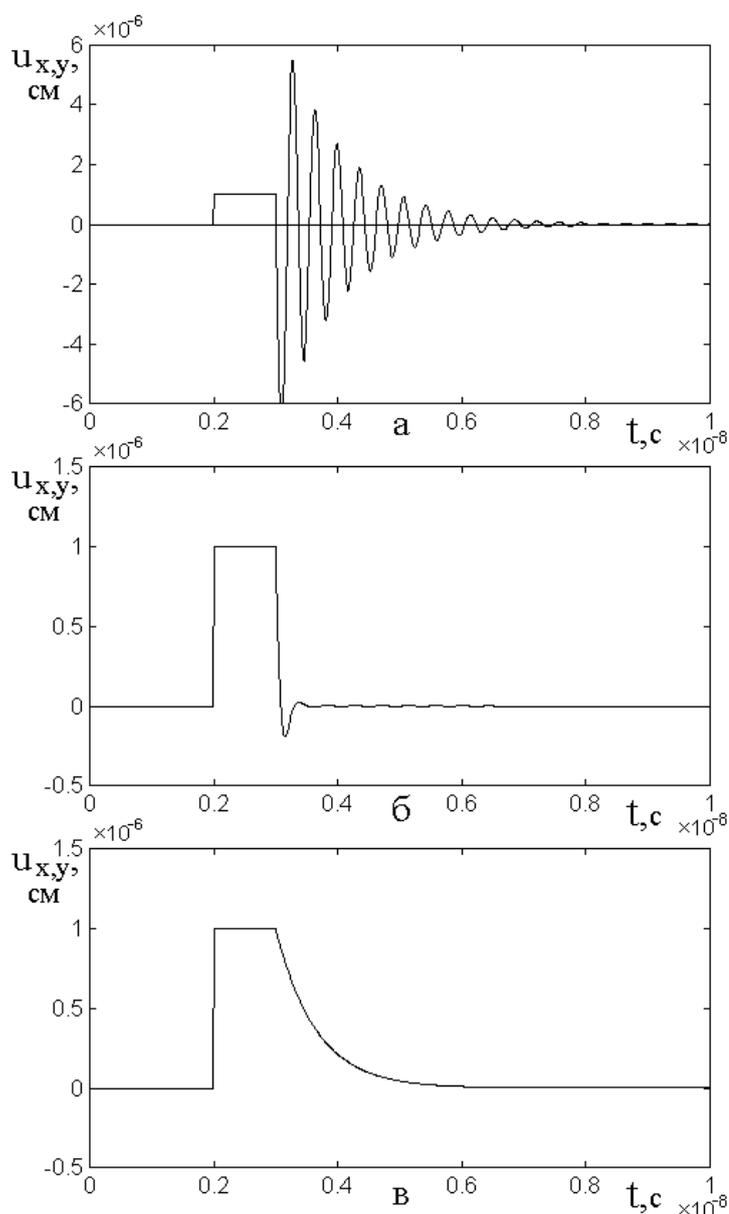


Рис.4. Форма импульсов упругого смещения при различных значениях параметра упругого затухания:

$$а - \beta_1 = 10^9 \text{ с}^{-1}, \quad б - \beta_2 = 10^{10} \text{ с}^{-1}, \quad в - \beta_3 = 10^{11} \text{ с}^{-1}.$$

То есть ситуацию можно сравнить с такой, как если бы длительность упруго импульса была столь велика, что упругие колебания, возбуждаемые на его начальном фронте, за время продолжительности импульса успели бы полностью затухнуть. При этом конечный фронт представлял бы собой просто высвобождение среды от упругого смещения (то есть структура была долго зажата и ее внезапно отпустили).

Конфигурация импульсов упруго смещения, соответствующая принятым положениям, при различных значениях параметра затухания показана на рис.4.

Из рисунка видно, что упругие колебания на конечном фронте импульса возбуждаются в соответствии с принятыми законами релаксации для малого (а), среднего (б) и большого (в) затухания. Примечательным является тот факт, что амплитуда возбуждаемых при малом затухании упругих колебаний (а), значительно (примерно в пять раз) превышает начальное смещение, обеспечиваемое исходным импульсом. Можно полагать, что такое превышение вызвано именно ударным характером окончания упругого импульса. В случае среднего затухания (б) окончание упругого импульса является достаточно резким, так что конечный фронт становится почти прямоугольным, что соответствует возбуждению одного (первого свободного) периода упругих колебаний. В случае большого затухания (в) возможность свободных колебаний исключается, поэтому смещение постепенно релаксирует к равновесному состоянию, обеспечивая затягивание конечного фронта импульса в соответствии с постоянной времени апериодической релаксации.

6. Одиночный импульс упругого смещения

Рассмотрим теперь воздействие на магнитную пленку одиночного импульса упруго смещения. Развитие во времени колебаний намагниченности, в зависимости от условий релаксации упругого смещения, отличается заметным разнообразием, поэтому рассмотрим принятые выше три уровня упругого затухания отдельно.

6.1. Малое упругое затухание

Сначала обратимся к случаю малого упругого затухания, то есть падающий импульс имеет вид, показанный на рис.4а. Развитие упругих и магнитных колебаний во времени для этого случая показано на рис.5. Развитие импульса упругого смещения, показанное на рис.5а, соответствует таковому, представленному на рис.4а и здесь приведено для удобства сравнения с развитием магнитных колебаний. Часть упругого импульса, задаваемая первичным импульсом накачки, показана штриховкой. После окончания накачки колебания упругого смещения, возбужденные конечным фронтом упругого импульса, релаксируют в соответствии с параметром затухания $\beta_1 = 10^9 \text{ с}^{-1}$.

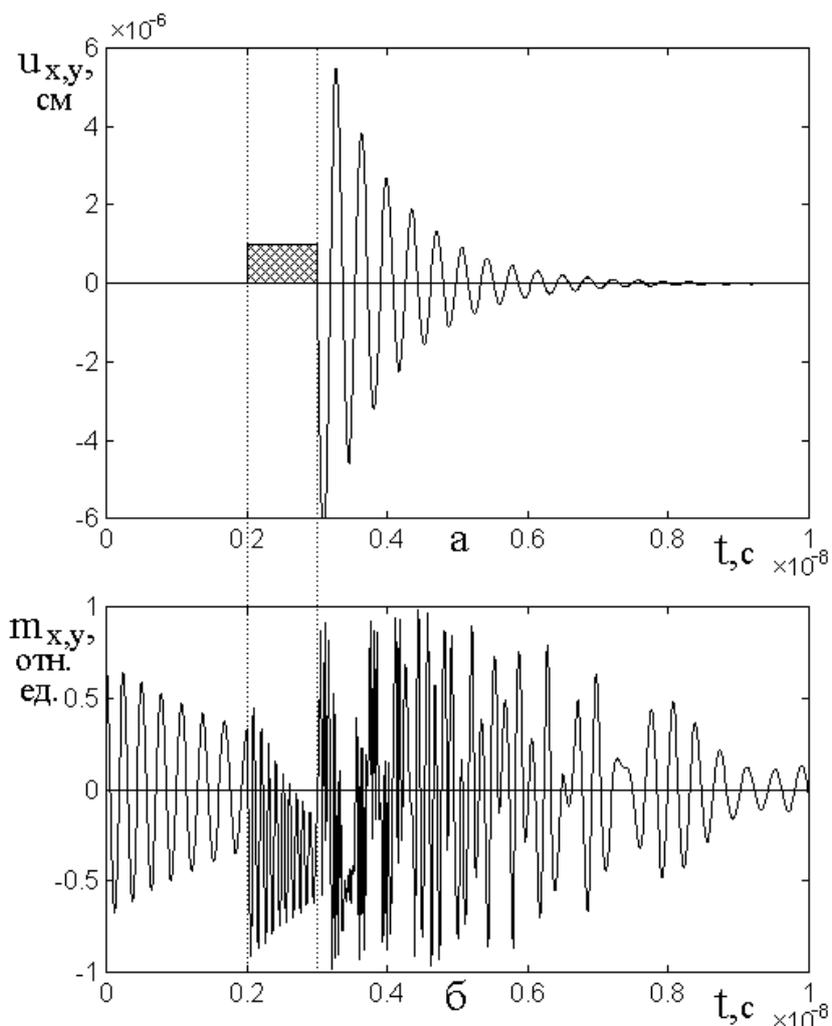


Рис.5. Развитие во времени магнитных колебаний (б), вызванное воздействием упруго импульса с малым затуханием (а).

Рассмотрим теперь воздействие такого импульса на магнитную систему. Будем полагать, что в пленке изначально существуют магнитные колебания, обусловленные свободной релаксацией вектора намагниченности к направлению поля. Такие свободные колебания обусловлены заданием начального положения вектора намагниченности в плоскости Oxz (рис.2) посередине между осями Ox и Oz , так что в начальный момент времени он составляет с каждой из этих осей угол в 45° . Далее вектор намагниченности, будучи предоставлен самому себе, свободно релаксирует до времени $0.2 \cdot 10^{-8}$ с, то есть до начала воздействия упругого импульса. Свободное развитие магнитных колебаний происходит с частотой 2800 МГц, определяемой величиной внешнего поля с учетом размагничивания. Спад амплитуды соответствует параметру релаксации $\alpha = 0.02$, подобно показанному на рис.3а.

Заметим, что приведенное здесь предварительное возбуждение магнитной системы принципиального значения не имеет, так как намагниченность далее «зажимается» упругим импульсом, однако введено для полноты рассмотрения с целью сравнения с последующим развитием магнитных колебаний.

В момент времени $0.2 \cdot 10^{-8}$ с на магнитную пленку воздействует упругий импульс, продолжающийся до времени $0.3 \cdot 10^{-8}$ с. В течение этого времени магнитная пленка «зажата» значительным упругим смещением, что через посредство магнитострикции соответствует созданию значительного внутреннего магнитного поля. В таком поле частота магнитных колебаний значительно увеличивается, что проявляется как сгущение магнитных колебаний в этом промежутке времени. Прямой подсчет по рисунку показывает, что на этом промежутке времени укладывается около девяти периодов магнитных колебаний, что соответствует частоте порядка 9000 МГц.

Оценим поле магнитострикции, создаваемое таким упругим импульсом, чтобы сопоставить его с получающейся частотой.

Будем исходить из схематического выражения для плотности энергии магнитоупругого взаимодействия (как она принята, например в [15]):

$$U_{me} = 2 B_2 m_x m_y u_{xy}. \quad (4)$$

Поле магнитострикции получаем путем дифференцирования плотности энергии по намагниченности:

$$|H_{me}| = \frac{1}{M_0} \cdot \frac{\partial U_{me}}{\partial m_x} \Big|_{m_y \rightarrow M_0/M_0=1} = \frac{2 B_2}{M_0} \cdot u_{xy}, \quad (5)$$

где:

$$u_{xy} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right). \quad (6)$$

Для оценки положим, что $u_x \approx u_y$, так что:

$$u_{xy} = \frac{u_x}{\delta x}, \quad (7)$$

где u_x – амплитуда упругого смещения, а δx – расстояние, на котором эта амплитуда достигается, то есть примерно четверть длины упругой волны. Полагая, что при частоте упругих колебаний 2800 МГц длина волны при принятых параметрах материала примерно равна $1.2 \cdot 10^{-4}$ см, получаем: $\delta x \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см. Учитывая, что согласно принятым параметрам задачи амплитуда упругого смещения равна 10^{-6} см (рис.5а), находим $u_{xy} \approx 3 \cdot 10^{-2}$ отн. ед. Подставляя это значение в формулу (5), с учетом принятых значений константы B_2 и намагниченности M_0 , получаем значение поля магнитострикции H_{me} около 3000 Э.

Таким образом, можно полагать, что за счет действия упругого импульса к внешнему полю, равному за вычетом поля размагничивания (2750 – 1750) Э = 1000 Э, добавляется поле магнитострикции 3000 Э, так что суммарное поле получается равным 4000 Э. В таком поле частота прецессии намагниченности (при условии $\gamma = 2.8$ МГц Э⁻¹) составляет около 11 000 МГц, что, учитывая

приближенность выполненной оценки, довольно неплохо согласуется с наблюдаемым из рис.5б значением 9000 МГц.

Отметим еще, что выполненная здесь оценка предполагает, что внешнее поле и поле магнитострикции действуют в одном направлении – перпендикулярно плоскости пленки, то есть вдоль оси Oz (рис.2). Однако в принятой геометрии упругое смещение направлено вдоль плоскости пленки, то есть в плоскости Oxy . Можно полагать, что поле (5), получаемое путем дифференцирования плотности энергии по компоненте намагниченности m_x , также направлено в плоскости пленки, а именно – вдоль оси Ox . То есть внешнее поле и поле магнитострикции действуют под прямым углом друг к другу: первое вдоль оси Oz , а второе – вдоль оси Ox . Поэтому результирующее поле равно их векторной сумме:

$$H_S = \sqrt{(H_0 - 4\pi M_0)^2 + ((H_{me})_x)^2} . \quad (8)$$

При этом частота прецессии γH_S получается равной 8854 МГц.

С учетом принятых приближений, эта величина соответствует значению 9000 МГц, получаемому из рис.5б, еще лучше, чем первая, то есть с точностью порядка полутора-двух процентов.

Дополнительным важным обстоятельством, наблюдаемым из рис.5б, является сдвиг центральной линии прецессии намагниченности в промежутке времени, соответствующем действию упругого импульса (то есть между $0.2 \cdot 10^{-8}$ с и $0.3 \cdot 10^{-8}$ с). При этом намагниченность прецессирует в таком состоянии, что ее средняя по времени величина $\overline{m_{x,y}}$ составляет около -0.50 отн.ед. Естественно полагать, что такое смещение центральной линии прецессии обусловлено наличием постоянного во времени упругого смещения. При этом в равновесном состоянии вектор намагниченности ориентирован вдоль равнодействующей полей внешнего и магнитострикции, то есть вдоль поля H_S , величина которого определяется формулой (8). Направление такого равнодействующего поля задается углом отклонения от плоскости пленки, тангенс

которого равен отношению внешнего поля к полю магнитострикции. Оценка такого угла составляет около 20° , что дает проекцию равновесного положения вектора намагниченности на плоскость пленки около 0.94 отн.ед. В то же время, как отмечено выше, сдвиг центральной линии прецессии, наблюдаемый на рис.5б, составляет около 0.50 отн.ед., то есть примерно в два раза меньше.

Можно предположить, что в качестве возможной причины такого завышения оценки выступает динамический характер потенциала плотности энергии, последовательный учет которого, подобный выполненному в работах [20-24], может привести к более точному определению равновесного положения намагниченности.

После окончания действия упругого импульса, то есть при времени более $0.3 \cdot 10^{-8}$ с, как видно из рис.5а, имеет место ударное возбуждение интенсивных упругих колебаний, амплитуда которых на начальном этапе значительно (до шести раз) превышает амплитуду исходного импульса. При этом поле магнитострикции также увеличивается во столько же раз, так что частота прецессии намагниченности в соответствующей пропорции также увеличивается. Однако, в отличие от исходного импульса, здесь упругое смещение периодически осциллирует с частотой собственного резонанса (2800 МГц), так что частота прецессии должна была бы меняться туда и обратно с такой же частотой. Однако время действия следующих друг за другом полупериодов упругого смещения настолько коротко, что магнитные колебания не успевают релаксировать в достаточной степени. В результате борьбы таких противоположных тенденций – резких рывков поля магнитострикции и стремлении намагниченности к правильной релаксации, колебания намагниченности приобретают сильно нестационарный характер, с некоторыми элементами хаотичности. По мере уменьшения амплитуды свободно релаксирующих упругих колебаний, их хаотизирующее влияние на намагниченность постепенно ослабевает, так что колебания намагниченности приобретают все более регулярный характер. Полная регуляризация магнитных колебаний наступает при времени более $0.8 \cdot 10^{-8}$ с, когда

амплитуда упругих колебаний падает почти на два порядка относительно исходной величины (начиная с $6.0 \cdot 10^{-6}$ см падает до $0.01 \cdot 10^{-6}$ см). После этого момента магнитные колебания уже перестают получать подпитку от упругих колебаний и релаксируют далее к нулю полностью свободно на собственной частоте (2800 МГц) в соответствии со своим законом релаксации, представленным на рис.3а (наблюдаемые легкие биения являются незначительными и общей картины не меняют).

6.2. Среднее упругое затухание

Теперь обратимся к случаю среднего упругого затухания, то есть падающий импульс имеет вид, показанный на рис.4б. Развитие упругих и магнитных колебаний во времени для этого случая показано на рис.6.

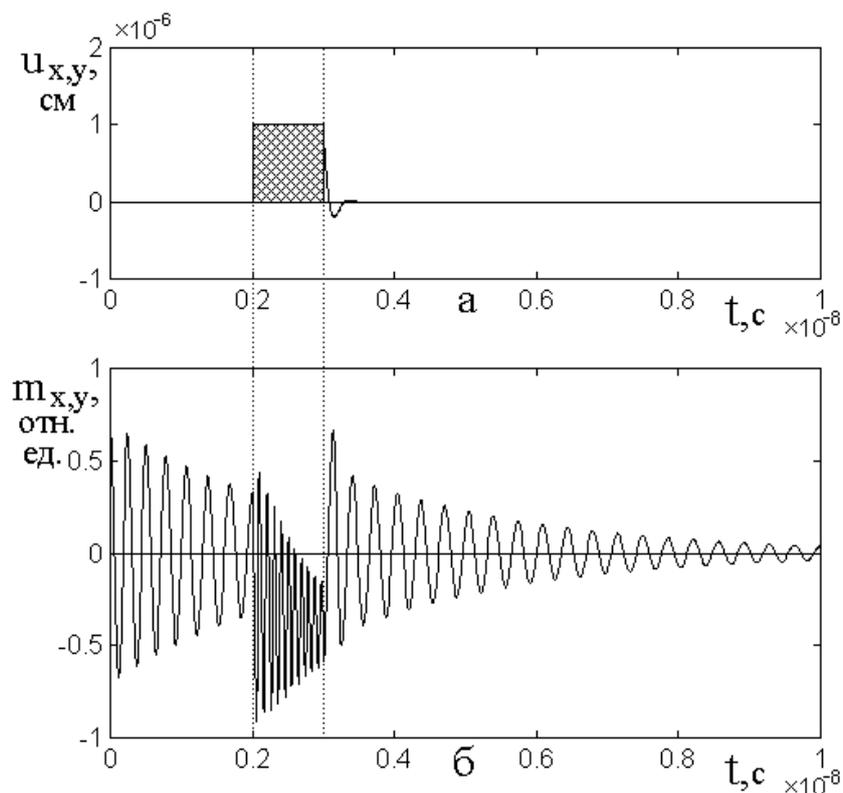


Рис.6. Развитие во времени магнитных колебаний (б), вызванное воздействием упруго импульса со средним затуханием (а).

Развитие импульса упругого смещения, показанное на рис.6а, соответствует таковому, представленному на рис.4б, и здесь приведено для удобства сравнения с развитием магнитных колебаний. Часть упругого импульса, задаваемая первичным импульсом накачки, показана штриховкой. После окончания

накачки колебания упругого смещения, возбужденные конечным фронтом упругого импульса, релаксируют в соответствии с параметром затухания $\beta_2 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

Из сравнения с рис.5а, можно видеть, что здесь интенсивные упругие колебания не возбуждаются, а смещение, задаваемое конечным фронтом упругого импульса, постепенно релаксирует к нулю, совершая не более одного-двух весьма слабых колебаний.

В то же время, до момента окончания упругого импульса, то есть до времени $0.3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, упругое смещение ничем не отличается от такового, представленного на рис.5а (с учетом различия масштабов по вертикальной оси). Соответственно и магнитные колебания, показанные на рис.6б, также полностью повторяют таковые, представленные на рис.5б. То есть до начала действия упругого импульса намагниченность, начиная с первоначально заданного значения 0.7 отн.ед., релаксирует полностью свободно с собственной частотой 2800 МГц . Далее, в течение действия упругого импульса намагниченность также релаксирует с частотой, задаваемой той же суммой полей внешнего (с учетом размагничивания) и магнитострикции.

Однако по окончании действия упругого импульса, то есть после момента времени $0.3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, упругое смещение, благодаря своему быстрому спаду почти до нуля, на намагниченность заметного влияния не оказывает и она снова остается предоставленной самой себе. Начальное значение намагниченности в этот момент определяется той ее величиной, которую она приобрела за время действия упругого импульса, то есть около 0.7 отн.ед. С этого значения намагниченность и релаксирует свободно на собственной частоте 2800 МГц (так как из полей остаются только внешнее и поле размагничивания, сумма которых равна 1000 Э). Характер спада амплитуды колебаний намагниченности соответствует собственному параметру релаксации $\alpha = 0.02$, подобно показанному на рис.3а, с учетом того, что здесь начало возбуждения приходится не на нуль, а на время $0.3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$.

6.3. Большое упругое затухание

Теперь обратимся к случаю большого упругого затухания, то есть падающий импульс имеет вид, показанный на рис.4в. Развитие упругих и магнитных колебаний во времени для этого случая показано на рис.7. Развитие импульса упругого смещения, показанное на рис.7а, соответствует таковому, представленному на рис.4в и здесь приведено для удобства сравнения с развитием магнитных колебаний. Часть упругого импульса, задаваемая первичным импульсом накачки, показана штриховкой. После окончания накачки колебания упругого смещения, возбужденные конечным фронтом упругого импульса, релаксируют в соответствии с параметром затухания $\beta_3 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

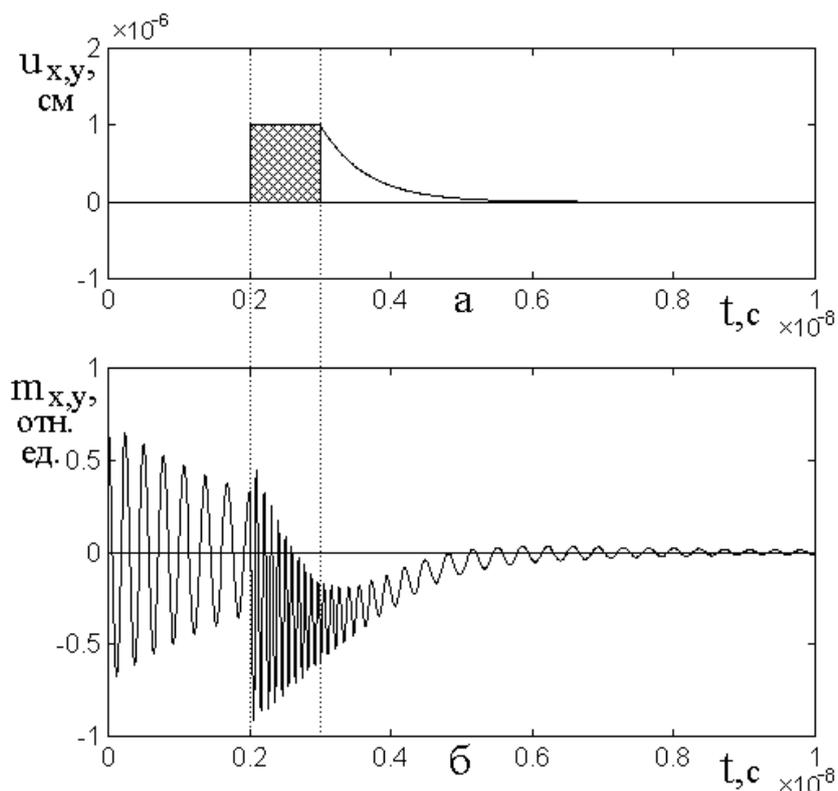


Рис.7. Развитие во времени магнитных колебаний (б), вызванное воздействием упруго импульса с большим затуханием (а).

Из рис.7а можно видеть, что здесь, в отличие от двух предыдущих случаев, упругие колебания на конечном фронте упругого импульса вообще не возбуждаются, а вместо этого упругое смещение плавно релаксирует к нулю в те-

чение времени, значительно превышающего время периода собственных упругих колебаний.

Магнитные колебания, как и двух предыдущих случаях до момента окончания действия упругого импульса (то есть до времени $0.3 \cdot 10^{-8}$ с), развиваются полностью в том же порядке, то есть до времени $0.2 \cdot 10^{-8}$ с, начинаясь с заданной величины 0.7 отн.ед., релаксируют свободно с собственной частотой. После этого момента их частота резко увеличивается благодаря воздействию поля магнитострикции, а амплитуда спадает до момента окончания упругого импульса, где принимает то же значение, что и на рис.6а. Однако далее, начиная с момента времени $0.3 \cdot 10^{-8}$ с, упругое смещение не падает резко, как на рис.6а, а спадает сравнительно медленно, как это видно из рис.7а. Соответственно частота магнитных колебаний не сразу возвращается к собственной, а также постепенно спадает в той мере, как ее задает продолжающееся во времени действие поля магнитострикции. Смещение центральной линии упругих колебаний также не падает резко до нуля, а уменьшается постепенно, синхронно со спадом упругого смещения. В результате, как центральная линия, так и амплитуда магнитных колебаний стремятся к нулю, первая в соответствии со временем релаксации упругих колебаний, а вторая – магнитных. Воздействие упругого смещения на магнитные колебания прекращается около времени $0.7 \cdot 10^{-8}$ с, после чего остающиеся магнитные колебания еще некоторое время релаксируют с собственной частотой, постепенно затухая до нуля.

Примечательно отметить, что здесь, в отличие от предыдущих случаев, спад частоты магнитных колебаний начинается с момента начала действия упругого импульса, то есть со времени $0.2 \cdot 10^{-8}$ с, после чего скачкообразное изменение частоты, как на рис.5б в момент $0.3 \cdot 10^{-8}$ с или ее точное установление в этот момент, как на рис.6б, отсутствует, а частота плавно снижется до своего собственного значения, что является результатом плавного падения поля магнитострикции. То же касается смещения центральной линии, которое здесь также стремится к нулю полностью плавно.

7. Периодическая последовательность импульсов упругого смещения

Рассмотрим теперь воздействие на магнитную пленку периодической последовательности одинаковых импульсов упругого смещения. Можно полагать, что при этом развитие во времени колебаний намагниченности будет суперпозицией рассмотренных выше случаев различных уровней упругого затухания. Поэтому не будем рассматривать все возможности, а ограничимся только наиболее характерными из них. Во всех случаях за основу возьмем последовательность из пяти упругих импульсов, следующих друг за другом с промежутками, равными длительности одного импульса. Длительность как импульсов, так и промежутков положим равными $0.1 \cdot 10^{-8}$ с, что значительно меньше времени релаксации свободных магнитных колебаний (при принятых параметрах составляющего $0.25 \cdot 10^{-8}$ с.). Исходную амплитуду упругих импульсов, как и ранее, положим равной 10^{-6} см. Как и выше, обратимся к рассмотрению трех случаев: малого, среднего и большого упругого затухания.

7.1. Малое упругое затухание

Сначала обратимся к случаю малого упругого затухания, то есть когда одиночный падающий импульс имеет вид, показанный на рис.4а. Развитие упругих и магнитных колебаний во времени для этого случая показано на рис.8. Как и ранее, части упругих импульсов, задаваемые первичными импульсами накачки, показаны штриховкой. После окончания накачки колебания упругого смещения, возбужденные конечными фронтами упругих импульсов, релаксируют в соответствии с параметром затухания $\beta_1 = 10^9 \text{ с}^{-1}$.

Из рис.8а можно видеть, что возбуждаемые на конечных фронтах импульсов интенсивные упругие колебания до прихода последующего импульса не успевают затухнуть. Вообще говоря, в этом случае возможны явления интерференционного характера, однако здесь для простоты рассмотрения положим, что новый приходящий упругий импульс полностью подавляет упругие колебания, остающиеся от предыдущего, то есть как бы «зажимает» систему, так что она далее полностью подчиняется только действию вновь пришедшего

импульса, полностью «забывая» о предыдущем. При этом, как видно из рис.8а, развитие упругих колебаний представляет собой серию статических импульсов, промежутки между которыми заполнены свободно релаксирующими колебаниями.

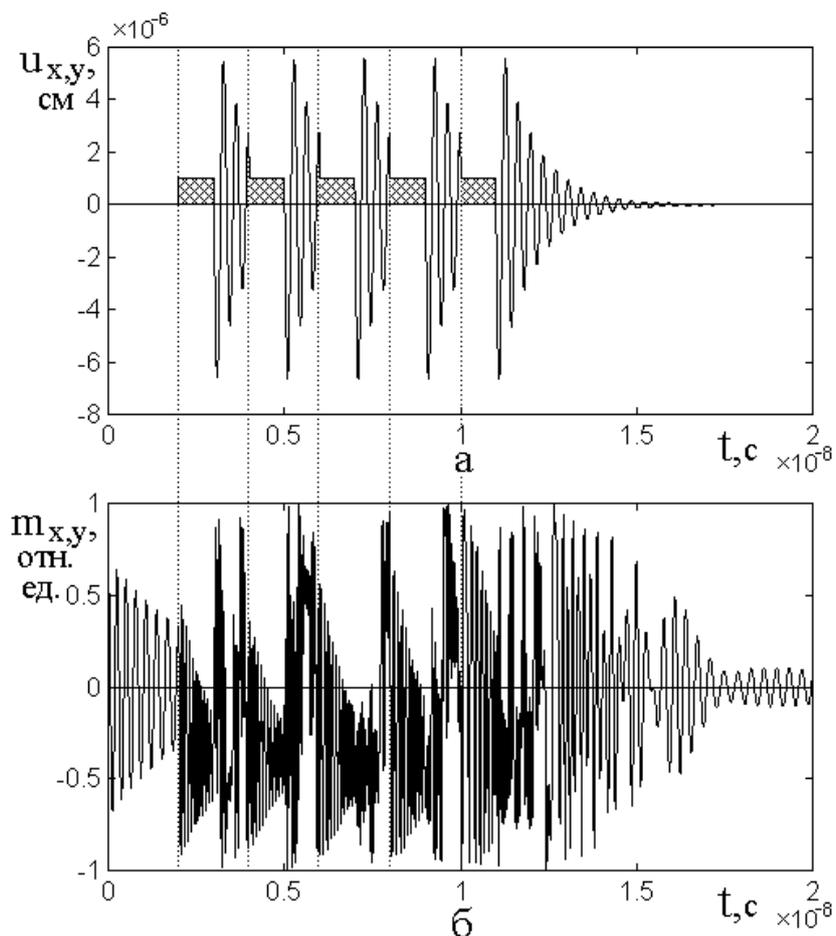


Рис.8. Развитие во времени магнитных колебаний (б), вызванное воздействием последовательности упругих импульсов с малым затуханием (а).

Магнитная система в этом случае на каждом импульсе полностью повторяет свое поведение, характерное для одиночного импульса (рис.5б), то есть в течение упругих импульсов возбуждаются колебания, частота которых определяется совокупностью полей внешнего и магнитострикции, а между импульсами релаксирует квазихаотическим образом с большой амплитудой. После окончания последнего упругого импульса, упругая система релаксирует с большой амплитудой на собственной частоте, а магнитная следует за ней полностью подобно тому, как это происходит после окончания одиночного импульса (рис.5б). После падения амплитуды упругих колебаний практически до нуля, то

есть при времени около $1.7 \cdot 10^{-8}$ с, колебания магнитной системы полностью регуляризируются и она свободно релаксирует к нулю со своей собственной частотой в соответствии со своим параметром затухания.

7.2. Среднее упругое затухание

Обратимся теперь к случаю среднего упругого затухания, то есть когда одиночный падающий импульс имеет вид, показанный на рис.4б. Развитие упругих и магнитных колебаний во времени для этого случая показано на рис.9. Как и ранее, части упругих импульсов, задаваемые первичными импульсами накачки, показаны штриховкой. После окончания накачки колебания упругого смещения, возбужденные конечными фронтами упругих импульсов, релаксируют в соответствии с параметром затухания $\beta_1 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

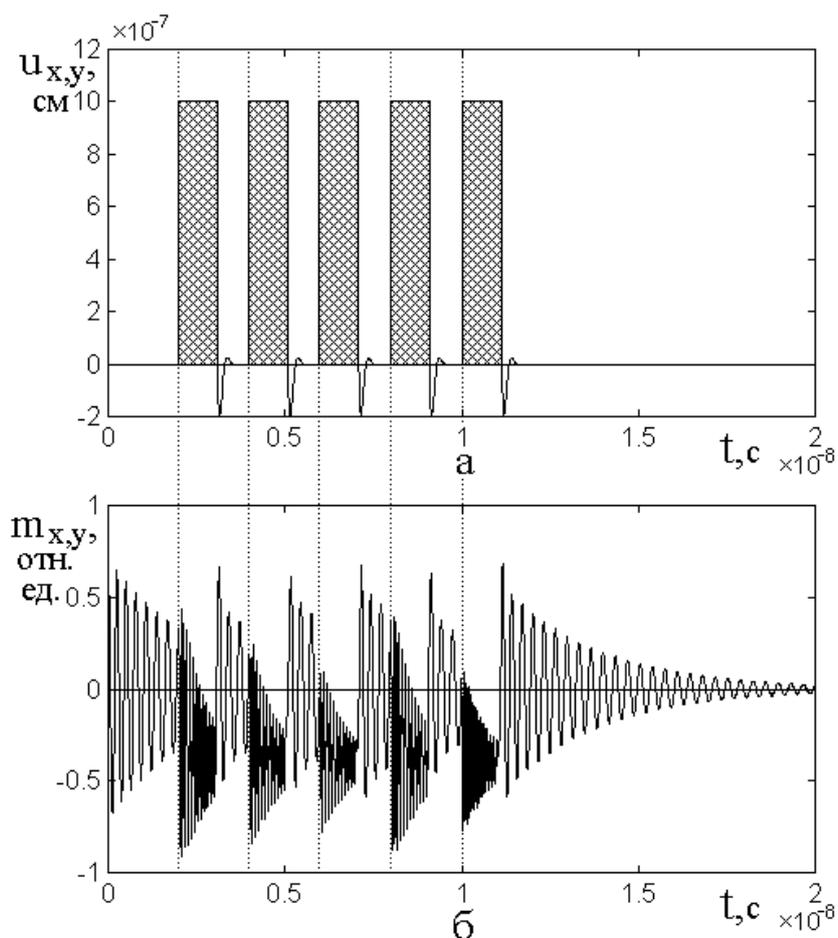


Рис.9. Развитие во времени магнитных колебаний (б), вызванное воздействием последовательности упругих импульсов со средним затуханием (а).

Из рисунка можно видеть, что в этом случае упругие колебания, возбуждаемые на конечных фронтах упругих импульсов, в промежутках между импульсами успевают полностью затухнуть. Кроме того и амплитуда упругого смещения после окончания импульса здесь не превышает амплитуду исходного импульса, как это имеет место для одиночного импульса на рис.6а (с учетом различия масштабов по вертикальной оси на рис.8а и рис.9а). Так что новый упругий импульс приходит после предыдущего как бы на «пустое место», так что развитие упругого смещения начинается снова без какого либо влияния его предыдущего состояния.

В соответствии с этим и магнитная система ведет себя так, как будто следующие друг за другом упругие импульсы являются независимыми. То есть в пределах действия каждого упруго импульса магнитные колебания происходят на высокой частоте, определяемой суммой внешнего поля (с учетом размагничивания) и поля магнитострикции. По окончании каждого импульса магнитные колебания релаксируют со своей собственной частотой, причем амплитуда их затухает также в соответствии с законом магнитной релаксации (рис.3а).

Однако, в отличие от упругих колебаний, магнитные колебания за время промежутка между импульсами затухнуть не успевают, так что новый импульс как бы подавляет ту прецессию намагниченности, которая здесь существует к моменту его прихода и навязывает системе новую с частотой, определяемой суммой поля внешнего и магнитострикции. Полностью свободные колебания намагниченности с собственной частотой имеют место только после окончания последнего упругого импульса, то есть после времени $1.1 \cdot 10^{-8}$ с, где они и релаксируют подобно показанному на рис.3а.

7.3. Большое упругое затухание

Перейдем теперь к случаю большого упругого затухания, то есть когда одиночный падающий импульс имеет вид, показанный на рис.4в. Развитие упругих и магнитных колебаний во времени для этого случая показано на рис.10. Как и ранее, части упругих импульсов, задаваемые первичными импульсами накачки, показаны штриховкой. После окончания накачки колебания

упругого смещения, возбужденные конечными фронтами упругих импульсов, релаксируют в соответствии с параметром затухания $\beta_1 = 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

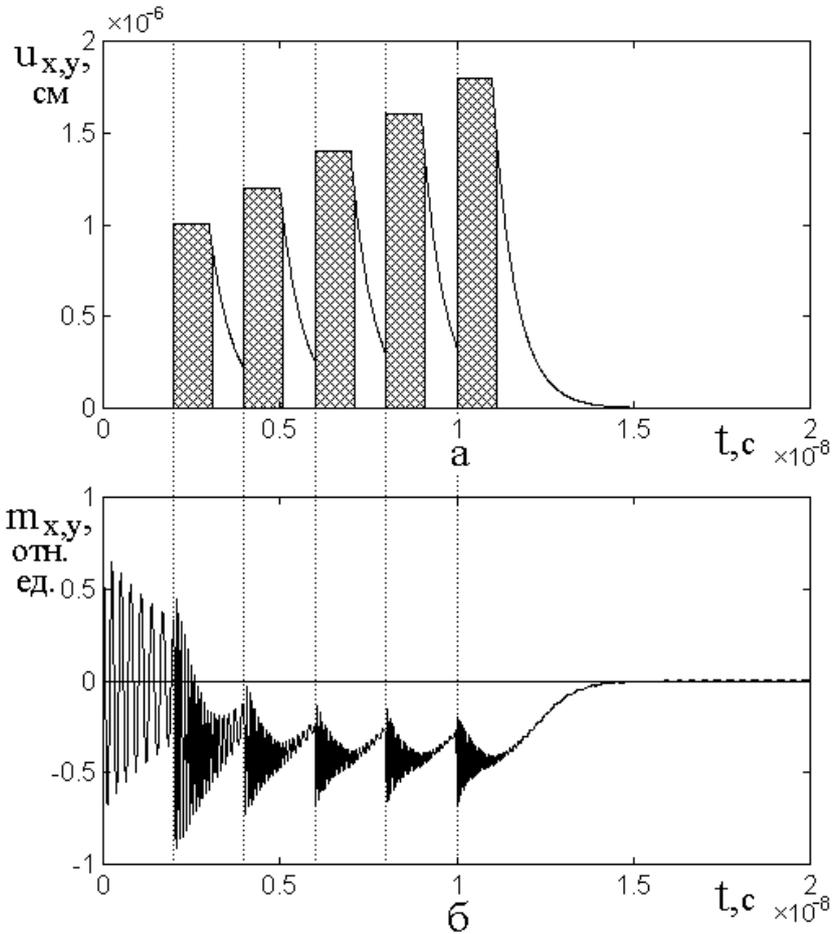


Рис.10. Развитие во времени магнитных колебаний (б), вызванное воздействием последовательности упругих импульсов с большим затуханием (а).

Из рис.10а можно видеть, что здесь, в отличие от предыдущего случая, упругие колебания за время между импульсами не успевают полностью релаксировать до нуля, так что новый упругий импульс приходит тогда, когда упругое смещение, оставшееся от предыдущего импульса, имеет еще заметную величину. В результате суммарная амплитуда пришедшего импульса вместе с остаточным смещением становится больше исходной, так что по мере прохождения последовательности импульсов их амплитуда как бы постепенно нарастает.

Магнитные колебания ведут себя так, как это соответствует одиночному импульсу с затянутым конечным фронтом (рис.7б). При этом частота их в момент начала импульса определяется суммарным действием полей внешнего и

магнитострикции, после чего плавно спадает, а средняя линия также плавно отходит от начального уровня, стремясь к нулевому значению. Однако новый входящий импульс не дает возможности частоте упасть до собственного значения, а средней линии до нуля, так что по его приходу частота снова возрастает, а средняя линия принимает отклоненное положение. При этом, в результате постепенного накопления амплитуды упругих импульсов, частота прецессии от импульса к импульсу постепенно повышается, а средняя линия отклоняется все больше. Так продолжается до полного окончания последнего упругого импульса, после чего как частота, так и средняя линия постепенно стремятся к своим начальным значениям в соответствии со временами релаксации как намагниченности, так и упругого смещения. То есть на последнем этапе события развиваются в полной аналогии с таковыми на рис.7б, с учетом того, что здесь амплитуда последнего упругого импульса несколько выше, чем исходного (за счет ее накопления), а продолжительность релаксации упругого смещения также несколько увеличена за счет того же его последовательного накопления.

8. Некоторые возможности практического применения

Отметим некоторые возможности практического приложения описанных здесь явлений.

Прежде всего заметим, что эти явления имеют нано- и пикосекундный масштаб времени, который, по-видимому, без каких-либо принципиальных затруднений может быть доведен до фемтосекундного. То есть явления представляют интерес для задач сверхскоростной обработки информации о которых упоминалось во Введении. На таких применениях здесь останавливаться не будем, а обратимся к несколько другим возможностям, имеющим менее очевидный характер.

Так отметим, что возбуждаемый оптической накачкой упругий импульс имеет амплитуду настолько высокую, что это приводит к генерации значительного поля магнитострикции. При этом, как видно из рис.5а и приведенных там численных оценок, частота свободных колебаний намагниченности достигает значений, в несколько раз превышающих свою величину в отсутствие упругого

воздействия. Так в приведенном там численном примере частота вместо 2800 МГц повышается до 9000 МГц при том же внешнем поле. Для достижения такой частоты в режиме свободной прецессии необходимо внешнее поле около 5000 Э, что почти в два раза превышает принятое там поле 2750 Э. Таким образом, импульсная накачка открывает возможность значительного, в том числе многократного повышения частоты прецессии намагниченности без увеличения приложенного поля.

Следует отметить, что создание постоянного магнитного поля по мере повышения требуемой его напряженности, встречает все возрастающие трудности. Растут как геометрические габариты магнитной системы, так с энергетические затраты на питание мощных электромагнитов.

В этом плане создание на основе высокочастотной прецессии генератора колебаний СВЧ диапазона, имеющего малогабаритную магнитную систему, было бы весьма привлекательным. Остается лишь решить вопрос о габаритах соответствующего генератора оптической накачки, который, по-видимому, следует предоставить компетенции конструкторов фемтосекундных лазеров.

Такой генератор будет работать в импульсном режиме в соответствии с частотой импульсов накачки. В том случае, если промежутки времени между следующими друг за другом импульсами будут меньше времени релаксации магнитных колебаний, для сглаживания амплитуды возбуждаемых колебаний можно использовать электродинамическую резонансную систему с высокой добротностью. В случае, если время апериодической релаксации упругих колебаний будет настолько значительным, что будет иметь место накопление упругого смещения, можно будет говорить о создании генератора СВЧ колебаний, имеющего широкий спектр, в том числе шумового характера. Частота такого генератора может легко регулироваться путем изменения мощности импульсов накачки, что можно осуществить как изменением режима питания, так и применением перестраиваемого оптического фильтра. Управление характером накачки может позволить осуществить модуляцию генерируемого сигнала по

амплитуде и по фазе, а также реализовать различные возможности комбинационного преобразования частот.

Заключение

Рассмотрена задача о возбуждении прецессии намагниченности мощными импульсами света в схеме «накачки-зонда» для нормально намагниченной пластины, обладающей магнитоупругими свойствами.

Рассмотрение выполнено в геометрии трехслойной структуры, представляющей собой подложку (буферный слой), на обеих поверхностях которой нанесены две пленки, одна из которых имеет высокий коэффициент теплового расширения, а вторая – высокие магнитоупругие свойства. Воздействие импульса света на первую пленку за счет теплового расширения возбуждает в ней интенсивные упругие колебания. Эти колебания, пройдя через буферный слой и попадая на вторую пленку, возбуждают в ней за счет магнитострикции интенсивные колебания намагниченности.

Рассмотрена магнитная часть задачи, состоящая в возбуждении прецессии намагниченности интенсивными упругими импульсами. Получены связанные нелинейные уравнения движения намагниченности и упругого смещения. Решение этих уравнений в предположении равенства резонансных частот магнитных и упругих колебаний, позволило исследовать развитие магнитных колебаний во времени. Задача решена в предположении, что основную роль в возбуждении магнитных колебаний играет форма конечного фронта импульса упругого смещения. При этом начальный фронт предполагается имеющим прямоугольный характер, время установления которого значительно меньше времени периода свободных упругих и магнитных колебаний.

Рассмотрены три возможных варианта формирования конечного фронта импульса упругого смещения: режимы малого, среднего и большого затухания.

Показано, что в режиме малого затухания на конечном фронте импульса формируются интенсивные упругие колебания, частота которых равна резонансной, а амплитуда в несколько раз может превышать амплитуду исходного импульса. В этом случае в момент начала действия упругого импульса возбуж-

даются сильные магнитные колебания, частота которых определяется суммарным действием внешнего поля и поля магнитострикции, создаваемого упругим импульсом. Отмечено сильное смещение центральной линии магнитных колебаний, хотя и несколько меньшее, чем обусловленное действием поля магнитострикции. После окончания упругого импульса магнитные колебания подвергаются воздействию упругих колебаний большой амплитуды, возбужденных на конечном фронте упругого импульса. В результате частота магнитных колебаний резко возрастает, а амплитуда приобретает нестационарный характер, близкий к хаотическому. После спада амплитуды свободных упругих колебаний магнитные колебания регуляризуются и релаксируют на собственной частоте в соответствии со своим временем релаксации.

В режиме среднего упругого затухания на конечном фронте импульса формируется быстрый спад, сопровождающийся одним-двумя периодами свободных колебаний, после чего упругие колебания затухают. При этом в момент начала действия упругого импульса возбуждаются сильные магнитные колебания, подобные предыдущему случаю. После окончания упругого импульса магнитные колебания освобождаются от воздействия упругого смещения и релаксируют на собственной частоте в соответствии со своим временем релаксации.

В режиме сильного упругого затухания на конечном фронте упругого импульса формируется плавно спадающее упругое смещение аperiodического характера, время спада которого значительно превышает время периода свободных колебаний. При этом в момент начала действия упругого импульса возбуждаются сильные магнитные колебания, подобные первым двум случаям. Однако после окончания упругого импульса магнитные колебания не освобождаются от воздействия упругого смещения, которое релаксирует в течение значительного времени. При этом частота магнитных колебаний плавно стремится к собственной, а амплитуда также плавно релаксирует к нулю в соответствии с законом релаксации свободных колебаний.

Рассмотрено воздействие на магнитную пластину конечной серии последовательно следующих друг за другом упругих импульсов, промежутки между

которыми равны длительности самих импульсов. Рассмотрение проведено для тех же трех значений упругого затухания – малого, среднего и большого.

Показано, что в случае малого затухания каждый вновь входящий упругий импульс навязывает свою амплитуду упругим колебаниям, возбужденным предыдущим импульсом. При этом магнитные колебания периодически следуют той же последовательности развития, что и для одиночного импульса. То есть в течение действия упругого импульса их частота резко возрастает, а после окончания имеют место нестационарные колебания большой амплитуды. В результате, в течение всей последовательности упругих импульсов магнитные колебания имеют высокую частоту, а амплитуда имеет нестационарный характер, близкий к хаотическому.

В случае среднего затухания следующие друг за другом упругие импульсы являются независимыми, так что действие упругого смещения периодически повторяется. Магнитные колебания также повторяют свое развитие периодически в соответствии с колебаниями, возбуждаемыми одиночным импульсом. То есть в течение действия каждого упругого импульса частота магнитных колебаний резко возрастает, а между упругими импульсами стремится к собственной.

В случае сильного затухания упругое смещение, возбужденное предшествующим импульсом, к моменту прихода последующего импульса, полностью релаксировать не успевает. В результате происходит постепенное накопление упругого смещения с соответствующим увеличением эффективной амплитуды упругих импульсов. Максимальная частота магнитных колебаний, соответствующая началу каждого упругого импульса, также постепенно нарастает, отражая рост амплитуды упругого смещения. По окончании последовательности упругих импульсов колебания намагниченности с собственной частотой свободно релаксируют в соответствии со своим законом релаксации.

Приведены некоторые рекомендации, касающиеся практического использования наблюдаемых явлений. В качестве важного применения отмечена воз-

возможность создания генератора высокочастотных электромагнитных колебаний с малогабаритной магнитной системой.

Работа выполнена при финансовой поддержке за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 14-22-00279).

Предварительный эксперимент выполнен за счет гранта РФФИ: №17-02-01138-а.

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. Walowski J., Münzenberg M. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics. // *J. Appl. Phys.* 2016. V.120. №14. P.140901(16).
3. Ka Shen, Bauer G.E.W. Laser-induced spatiotemporal dynamics of magnetic films. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V.115. №19. P.197201(5).
4. 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).
5. Chang C.L., Lomonosov A.M., Janusonis J., Vlasov V.S., Temnov V.V., Tobey R.I. Parametric frequency mixing in a magnetoelastically driven linear ferromagnetic oscillator. // *Phys. Rev. B.* 2017. V.95. №6. P.060409(5).
6. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ориентационные характеристики возбуждения магнитоупругих волн фемтосекундным импульсом света. // *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*. 2017. № 6. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jun17/5/text.pdf>.
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., Кожяев 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. 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.
11. Bigot J.V., Vomir M. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. // Ann. Phys. (Berlin). 2013. V.525. №1-2. P.2.
12. Linnik T.I., Scherbakov A.V., Yakovlev D.R., Liu X., Furdina J.K., Bayer M. Theory of magnetization precession induced by picosecond strain pulse in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As. // Phys. Rev. B. 2011. V.84. №21. P.214432(11).
13. 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).
14. Jäger J.V., Scherbakov A.V., Glavin B.A., Salasyuk A.S., Campion R.P., Rushforth A.W., Yakovlev D.R., Akimov A.V., Bayer M. Resonant driving of magnetization precession in a ferromagnetic layer by coherent monochromatic phonons. // Phys. Rev. B. 2015. V.92. №2. P.020404(5).
15. 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.
16. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Темиряев А.Г., Тихомирова М.П. Нелинейные собственные колебания спинов в плоскопараллельном ферромагнитном резонаторе. // РЭ. 1999. Т.44. № 10. С.1262.
17. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Темиряев А.Г., Тихомирова М.П. Основная мода нелинейного спин-волнового резонанса в нормально намагниченных ферритовых пленках. // ФТТ. 2000. Т.42. № 6. С.1062.

18. Семенцов Д.И., Шутый А.М. Нелинейная регулярная и стохастическая динамика намагниченности в тонкопленочных структурах. // УФН. 2007. Т.177. № 8. С.831.

19. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. 1973.

20. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Анализ автомодуляционных колебаний в магнитоупругой среде на основе модели связанных магнитного и упругого осцилляторов. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2015. №5. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/may15/4/text.pdf>.

21. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Анализ автомодуляционных явлений в системе связанных магнитного и упругого осцилляторов на основе модели потенциала. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2015. №6. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jun15/9/text.pdf>.

22. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нестационарное запаздывание возбуждения магнитоупругих колебаний в режиме умножения частоты. Часть 1. Динамический потенциал. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №7. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jul17/6/text.pdf>.

23. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нестационарное запаздывание возбуждения магнитоупругих колебаний в режиме умножения частоты. Часть 2. Линейная связь. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №8. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/aug17/5/text.pdf>.

24. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нестационарное запаздывание возбуждения магнитоупругих колебаний в режиме умножения частоты. Часть 3. Нелинейная связь. // Электронный «Журнал радиоэлектроники». 2017. №8. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/aug17/6/text.pdf>.

Для цитирования:

В.С.Власов, П.А.Макаров, В.Г.Шавров, В.И.Щеглов. Колебания намагниченности в магнитоупругой среде при ударном воздействии упругого смещения. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. № 4. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/apr18/3/text.pdf>
DOI 10.30898/1684-1719.2018.4.3