

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.874;537.624

ГЕНЕРАЦИЯ ГИПЕРЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В СХЕМЕ МАГНИТОСТРИКЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

© 2023 г. В. С. Власов^{a, *}, Д. А. Плешев^{a, b}, Ф. Ф. Асадуллин^b, В. Г. Шавров^{c, **}, В. И. Щеглов^c

^a Сыктывкарский государственный университет им. П. Сорокина,
Октябрьский просп., 55, Сыктывкар, 167001 Российская Федерация

^b Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет им. С.М. Кирова,
Институтский переулок, 5 Литер У, Санкт-Петербург, 192021 Российская Федерация

^c Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: vshcheg@cplire.ru

**E-mail: shavrov@cplire.ru

Поступила в редакцию 02.08.2022 г.

После доработки 02.08.2022 г.

Принята к публикации 26.09.2022 г.

Рассмотрена задача о генерации гиперзвуковых колебаний в схеме магнитоотрицательного преобразователя, охваченного цепью положительной обратной связи. Введен “параметр связи”, отражающий усиление сигнала в цепи обратной связи. Рассмотрено развитие магнитных и упругих колебаний во времени. По мере увеличения параметра связи выявлены три основных режима колебаний: начальная релаксация, стационарные автоколебания и хаотические автоколебания. Исследовано влияние величины параметра связи и параметра затухания намагниченности на время развития и амплитуду колебаний. Выявлены характерные значения обоих параметров, соответствующие переходам между режимами. Приведены практические рекомендации для выбора параметров системы с целью наиболее эффективного возбуждения гиперзвуковых колебаний.

DOI: 10.31857/S0033849423060177, EDN: ХОНАЕР

ВВЕДЕНИЕ

Задача возбуждения мощных ультразвуковых колебаний весьма актуальна не только в таких традиционных областях, как механическая обработка материалов, дефектоскопия, гидролокация [1, 2], но и при исследовании свойств твердого тела [3] и обработке информации методами акустоэлектроники [4, 5], где повышение быстродействия и пространственного разрешения требуют использования упругих колебаний гиперзвуковых частот $10^9 \dots 10^{12}$ Гц.

Для возбуждения упругих колебаний столь высоких частот весьма перспективными можно считать магнитоотрицательные преобразователи [6], использующие сочетание ферромагнитного резонанса с упругим [7], рабочим веществом для которых является железо-иттриевый гранат (ЖИГ), обладающий рекордными магнитными и упругими свойствами [8].

В традиционных схемах магнитоотрицательного преобразователя [6, 7] мощность излучаемого гиперзвука ограничивается параметрическим возбуждением обменных спиновых волн [9], пре-

одолением которого является выбор конструкции преобразователя в виде ферритовой пластины, намагниченной по нормали к ее плоскости [10–12].

Традиционным способом подвода энергии к магнитоотрицательному преобразователю является внешний, подключаемый к нему генератор электрического сигнала соответствующей частоты. Однако в радиотехнике широко используется возбуждение электрических колебаний в колебательном контуре без внешнего генератора путем включения его в цепь положительной обратной связи [13, с. 365, рис. 278], [14, с. 367], [15, с. 270]. При этом подвод энергии к контуру происходит за счет усиления сигнала в цепи обратной связи, которое в свою очередь осуществляется за счет источника постоянного тока.

Можно полагать, что снабжение магнитоотрицательного преобразователя цепью обратной связи также должно привести к генерации упругих колебаний. Частота таких колебаний будет задаваться резонансными свойствами преобразователя, а амплитуда будет ограничиваться его же нелинейными свойствами.

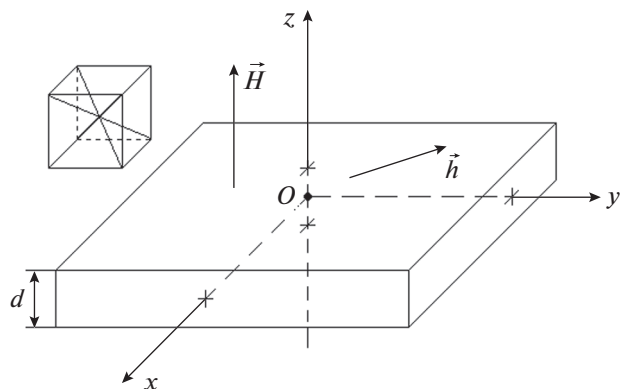


Рис. 1. Геометрия задачи. Слева сверху показана схема ориентации кубической ячейки.

Работа посвящена исследованию возможности генерации мощных гиперзвуковых колебаний в схеме магнестрикционного преобразователя, охваченного цепью положительной обратной связи.

1. ГЕОМЕТРИЯ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗАДАЧИ

Геометрия задачи, соответствующая схеме рабочего элемента магнестрикционного преобразователя, совпадающая с принятой в работе [10], показана на рис. 1. В основе задачи лежит плоскопараллельная пластина толщиной d , обладающая магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами. Материал пластины имеет кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100) которой совпадает с плоскостью пластины. Внешнее постоянное магнитное поле $\vec{H}_0$ приложено перпендикулярно плоскости пластины, в плоскости пластины действует переменное магнитное поле $\vec{h}$. Задача решается в декартовой системе координат $Oxyz$, плоскость Oxy которой совпадает с плоскостью пластины, а оси Ox , Oy и Oz параллельны ребрам куба кристаллографической ячейки. Центр системы координат O находится в центре пластины, так что ее плоскости соответствуют координатам $z = \pm d/2$.

Следуя [10], приведем полную систему уравнений движения и граничные условия для намагниченности и упругого смещения.

Уравнения для намагниченности:

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

а уравнения для m_y и m_z получаются из (1) циклической перестановкой x, y, z . В этих уравнениях $m_{x,y,z} = M_{x,y,z}/M_0$ — нормированные компоненты намагниченности, M_0 — намагниченность на-

сыщения, α — параметр магнитного затухания, γ — гиромагнитная постоянная.

Входящие в уравнения (1) эффективные поля имеют вид

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

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

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

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

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

где $u_{x,y,z}$ — компоненты упругого смещения, B_2 — константа магнитоупругого взаимодействия, а H_{ay} и H_{az} получаются из (5) циклической перестановкой x, y, z .

Уравнения для упругого смещения:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}, \quad (6)$$

где c_{44} — константа (модуль) упругости, ρ — плотность материала пластины, β — параметр упругого затухания, а уравнение для u_y получается из (6) заменой x на y .

Граничные условия:

$$c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_x m_z, \quad (7)$$

а условие для u_y получается из (7) заменой x на y .

По условию задачи магнестрикционный преобразователь охвачен цепью обратной связи. Это означает, что с преобразователя снимается сигнал, который далее усиливается, после чего посредством цепи обратной связи, уже будучи усиленным, снова подается на тот же преобразователь. Будем считать, что сигнал является соответствующая компонента намагниченности, а усиление зададим путем умножения этой компоненты на параметр связи g . Таким образом, входящие в (2) и (3) компоненты переменного поля принимают вид

$$h_x = (h_{0x} + g m_x) \sin(2\pi f t); \quad (8)$$

$$h_y = -(h_{0y} + g m_y) \cos(2\pi f t). \quad (9)$$

В этих выражениях параметр g имеет размерность поля, так как величина $m_{x,y}$ безразмерная. Как видим, при $g = 0$ и отличных от нуля равных друг другу h_{0x} и h_{0y} поле (8), (9) имеет циркулярную поляризацию с правым вращением. При $h_{0x} = h_{0y} = 0$

для возбуждения колебаний в системе должны быть заданы начальные (при $t = 0$) значения намагниченности m_{x0} , m_{y0} .

Система уравнений (1)–(9) решалась численно методом Рунге–Кутты четвертого порядка [16, с. 702, 707] по методике, приведенной в [10]. Результатами расчета являлись развертки магнитных и упругих колебаний по времени, а также зависимости амплитуд колебаний в стационарном режиме от величины постоянного поля.

При расчете использовались параметры материала, типичные для монокристалла ЖИГ: $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $B_2 = 6.96 \times 10^6$ эрг см⁻³, $c_{44} = 7.64 \times 10^{11}$ эрг см⁻³, $\rho = 5.17$ г см⁻³. Поле $H_0 = 2750$ Э. При этом частота ферромагнитного резонанса (ФМР) при $\gamma = 2.8$ МГц Э⁻¹ равнялась 2800 МГц; толщина пластины d равнялась 0.6865 мкм, что соответствовало упругому резонансу на частоте ФМР. Параметры затухания магнитной и упругой подсистем, кроме особо оговоренных случаев, выбирались следующими: $\alpha = 0.02$, $\beta = 10^9$ с⁻¹. Внешние переменные поля h_{0x} и h_{0y} полагались отсутствующими, начальные нормированные на M_0 значения намагниченности m_{x0} , m_{y0} равнялись 0.01 отн.ед., а параметр связи g менялся от нуля до 1500 Э.

2. ОСНОВНЫЕ РЕЖИМЫ КОЛЕБАНИЙ

Рассматриваемая система представляет собой магнитострикционный преобразователь, охваченный цепью обратной связи. Согласно общим положениям теории подобных систем [13, с. 364], если обратная связь является положительной, то в системе при достаточном уровне связи возможны автоколебания. Основные режимы колебаний в данной системе, задаваемые уровнем связи.

Режим № 1. Начальная релаксация. Этот режим имеет место при величине параметра связи g менее 350 Э. Развитие во времени магнитных и упругих колебаний приведено на рис. 2.

Из рис. 2а видно, что колебания намагниченности, начиная с уровня 1.5×10^{-3} отн. ед., спадают (релаксируют) по времени в соответствии с экспоненциальным законом затухания. Амплитуда уменьшается в 10 раз при времени 0.95×10^{-8} с. При выключении обратной связи (т.е. при $g = 0$) колебания начинаются с той же амплитуды 1.5×10^{-3} и спадают по экспоненте до уровня 0.1 от начального значения за время 0.55×10^{-8} с. Здесь время спада в первую очередь определяется величиной параметра затухания α в уравнении (1), так как при принятых параметрах влияние упругой системы на затухание магнитной достаточно

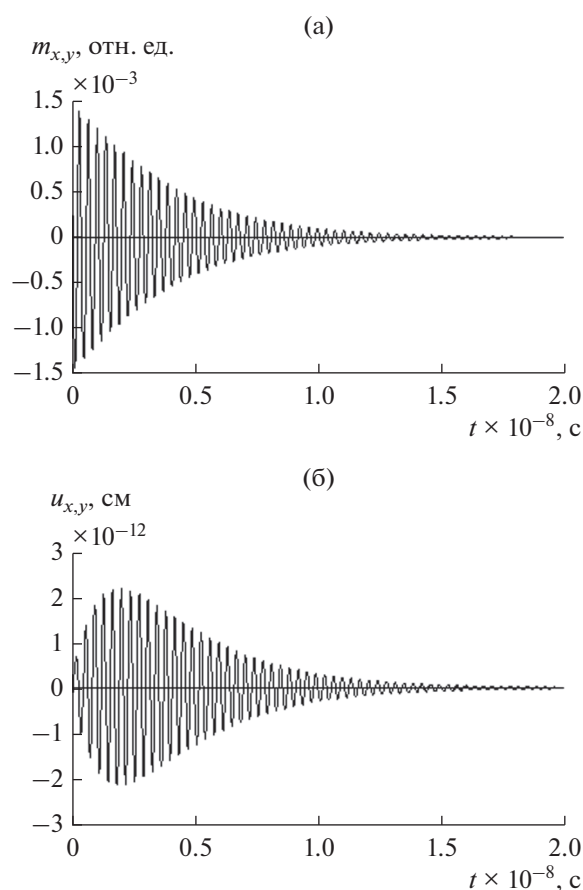


Рис. 2. Развитие во времени колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б) при параметре связи $g = 200$ Э.

мало. Увеличение времени спада при включении обратной связи свидетельствует о том, что такая связь частично компенсирует затухание.

Упругая система здесь играет роль нагрузки, налагаемой на магнитную, т.е. упругие колебания развиваются под действием возбуждения, создаваемого магнитной системой. При этом, как видно из сравнения рис. 2б с рис. 2а, пока амплитуда магнитных колебаний довольно велика, т.е. до времени около 0.2×10^{-8} с, амплитуда упругих колебаний растет, а далее амплитуда упругих колебаний падает, поскольку магнитные колебания ослабевают.

В обоих случаях колебания являются полностью регулярными, их частота задается условиями ферромагнитного резонанса и резонанса упругих колебаний в пластине, а амплитуда следует экспоненциальным законам релаксации.

Режим № 2. Стационарные автоколебания. Этот режим имеет место при величине параметра связи g в интервале 350...1150 Э. Развитие во времени магнитных и упругих колебаний приведено на рис. 3.

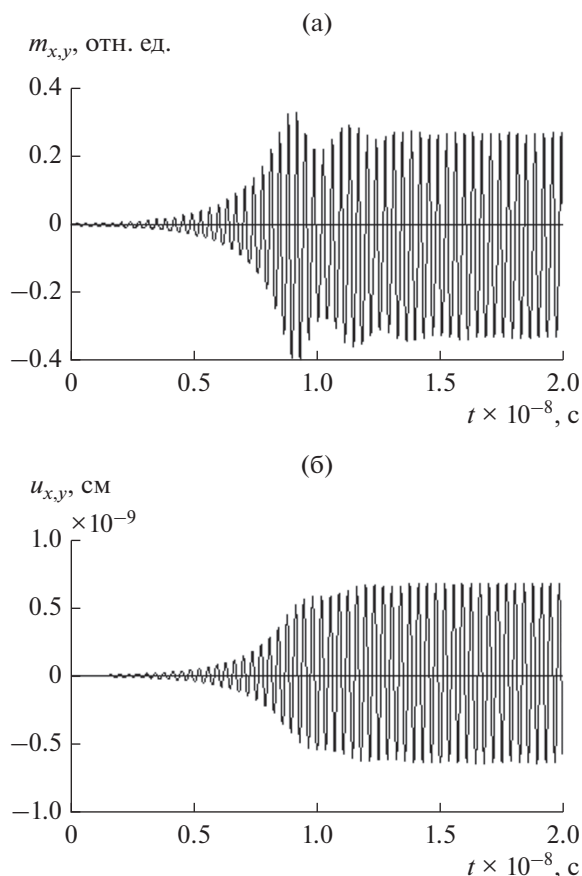


Рис. 3. Развитие во времени колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б) при параметре связи $g = 550$ Э.

Из рис. 3а видно, что колебания намагниченности начиная с весьма низкого уровня (задаваемого начальным смещением 1.5×10^{-3} отн. ед.) нарастают по закону, близкому к экспоненциальному, вплоть до времени 0.9×10^{-8} с, при котором их уровень достигает 0.35 отн. ед. С этого момента рост амплитуды колебаний намагниченности прекращается и после нескольких затухающих переколебаний небольшой амплитуды при времени около 1.5×10^{-8} с амплитуда устанавливается на постоянном уровне 0.25 отн. ед. Примечательно, что уровень установившихся магнитных колебаний (рис. 3а) здесь превышает уровень, создаваемый начальным смещением (рис. 2а) более чем на два порядка (около 300 раз). Экспоненциальный рост амплитуды колебаний намагниченности обусловлен компенсацией потерь в магнитной системе за счет обратной связи. То есть здесь положительная обратная связь вносит в колебательную систему как бы отрицательное сопротивление [13, с. 369]. Ограничение колебаний происходит тогда, когда приток энергии в систему за счет усиления сигнала в цепи обратной связи

приходит в равновесие с ее оттоком в кристаллическую решетку за счет магнитной релаксации. Можно полагать, что здесь работает расстроенный механизм ограничения колебаний, свойственный нелинейной системе с посторонним возбуждением [17, с. 116], каковой в настоящем рассмотрении является магнитная [18, с. 261, рис. 9.2].

Из рис. 3б видно, что упругие колебания здесь также развиваются под действием возбуждения, создаваемого магнитной системой, т.е. их амплитуда увеличивается, следуя за магнитной, и ограничение их также наступает синхронно с ограничением по магнитной системе. Стационарный уровень 0.6×10^{-9} см здесь превышает максимум упругих колебаний на рис. 3б (2.0×10^{-12} см) также более чем на два порядка (около 350 раз).

Здесь, как и в предыдущем случае, как магнитные, так и упругие колебания являются полностью регулярными, а их частота задается условиями резонанса магнитной и упругой систем.

Режим № 3. Хаотические автоколебания. Этот режим имеет место при величине параметра связи g , превышающей 1150 Э. В данной работе исследовалось увеличение g до 25000 Э, где общий характер режима сохранялся, а дальнейшее увеличение параметра связи приводило к уходу упругого смещения на бесконечность (более 10^{-4} см), что можно трактовать как механическое разрушение системы, поэтому далее не рассматривалось. Развитие во времени магнитных и упругих колебаний в этом режиме представлено на рис. 4.

Из рис. 4а видно, что колебания намагниченности, начиная с низкого уровня, задаваемого начальным смещением, после небольшой задержки — около 0.1×10^{-8} с по амплитуде резко возрастают, уже при времени около 0.2×10^{-8} с приближаясь к амплитуде 0.8 отн. ед., что близко к полному раскрытию конуса прецессии намагниченности, составляющему 1.0 отн. ед. Далее колебания приобретают скачкообразный хаотический характер с вариациями амплитуды между 0.1 и 0.8 отн. ед. Слегка просматривается периодичность, соответствующая частоте магнитного резонанса, однако резкие скачки амплитуды свидетельствуют о значительном расширении спектра колебаний в окрестности этой частоты.

Наблюдаемое ограничение максимальной амплитуды колебаний, по-видимому, связано с уменьшением восприимчивости магнитной системы, так как по мере увеличения раскрытия прецессии ориентация возбуждающего переменного поля приближается к ориентации вектора намагниченности, в результате чего их взаимодействие ослабевает. В то же время роль расстроенного механизма также усиливается, что и приводит в совокупности к ограничению амплитуды на уровне порядка 0.8 отн. ед.

Упругие колебания, представленные на рис. 4б, также имеют довольно нерегулярный характер, однако здесь можно говорить о скачкообразном возбуждении значительных по времени групп более или менее регулярных колебаний, частота которых соответствует частоте упругого резонанса. Однако амплитуда и продолжительность таких групп меняются случайным образом, составляя по амплитуде от 0.2×10^{-9} до 0.9×10^{-9} см и по протяженности во времени от 0.2×10^{-8} до 0.6×10^{-9} с. По внешнему виду такие колебания напоминают биения, однако проверка показывает, что при увеличении параметра связи g выше 1500 Э и далее структура типа “биений” нарушается и колебания все более приближаются к хаотическим.

3. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРА СВЯЗИ НА ВРЕМЯ РАЗВИТИЯ И АМПЛИТУДУ КОЛЕБАНИЙ

В предыдущем разделе показано, что характер колебаний, развивающихся после задания начального смещения, определяется глубиной обратной связи. Автоколебания возможны только в режимах № 2 и № 3, когда усиление первичного сигнала в цепи обратной связи становится достаточно высоким. Из рис. 3 и 4 видно, что такие колебания развиваются с определенным запаздыванием по времени. Рассмотрим этот вопрос более подробно, для чего обратимся к рис. 5, где представлены зависимости времени развития амплитуды колебаний до определенного уровня от величины параметра связи. Кривая 1 соответствует времени τ_p , при котором амплитуда достигает значения 0.1 от максимума. Кривая 2 соответствует времени τ_s , при котором амплитуда устанавливается постоянной на максимальном уровне. Характерные значения параметров связи g_A и g_B (отмечены стрелками на горизонтальной оси) соответствуют границам перехода между режимами № 1 и № 2 (g_A) и между режимами № 2 и № 3 (g_B). При этом порог возбуждения автоколебаний соответствует g_A : левее этого значения автоколебания отсутствуют (режим № 1) и соответствующие кривые уходят на бесконечность. Правее значения g_A вплоть до g_B имеют место регулярные стационарные автоколебания (режим № 2), При параметре связи больше g_B автоколебания имеют хаотический характер (режим № 3).

Из рис. 5 видно, что обе зависимости, будучи подобными, по характеру близки к обратной пропорциональности. Такой же вид их сохраняется в логарифмическом масштабе (вставка). Расстояние между кривыми 1 и 2 по вертикали по мере увеличения параметра связи g уменьшается. Однако при $g > g_B$ кривая 2 идет уже параллельно

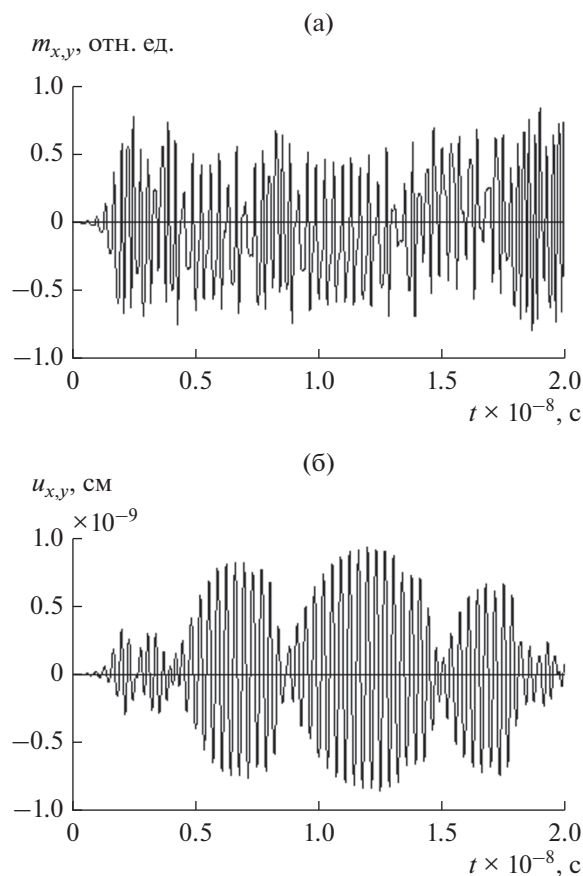


Рис. 4. Развитие во времени колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б) при параметре связи $g = 1200$ Э.

кривой 1, так что расстояние между кривыми выходит на постоянный уровень. Это означает, что в случае хаотического режима (№ 3) для выхода амплитуды на стационарный уровень всегда требуется определенное время — около 0.2×10^{-8} с. Можно полагать, что здесь проявляется механизм нестационарного запаздывания, свойственный системам, подобным рассматриваемому здесь магнитострикционному преобразователю [19, с. 106; 20–22]. В общем случае этот вопрос требует отдельного рассмотрения, в первую очередь в более широком интервале изменения параметра связи.

Рассмотрим теперь влияние параметра связи на амплитуду установившихся колебаний, для чего обратимся к рис. 6, где показаны соответствующие зависимости для намагниченности (а) и упругого смещения (б) от величины параметра связи.

Из рис. 6 видно, что в обоих случаях при $g < g_A$ амплитуда тех и других колебаний крайне мала, ибо по прошествии времени релаксации около 1.0×10^{-8} с, когда как раз начинается установле-

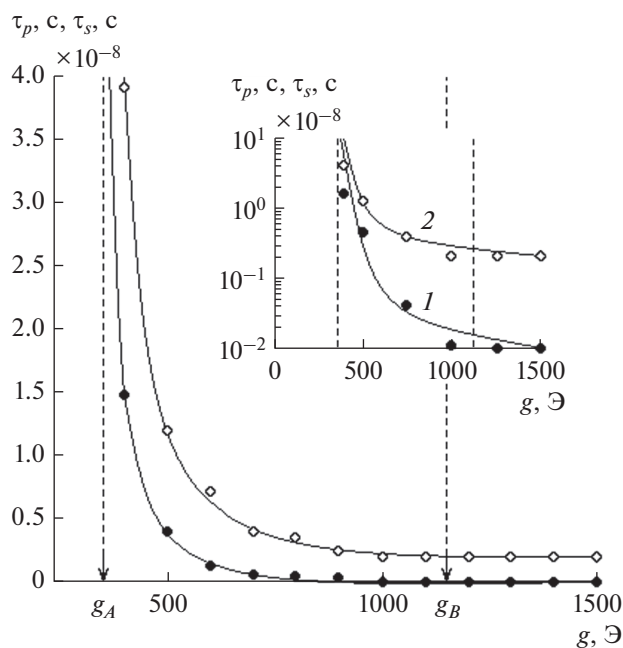


Рис. 5. Зависимости времени развития амплитуды колебаний намагниченности до уровня 0.1 от максимума (кривая 1) и до уровня полного максимума (кривая 2) от величины параметра связи, где $g_A = 350$ Э, $g_B = 1150$ Э; на вставке — те же зависимости в логарифмическом масштабе.

ние стационарной амплитуды (см. рис. 3 и 4), они полностью затухают (см. рис. 2).

Начиная с величины параметра связи больше g_A , т.е. когда степень обратной связи превышает пороговое значение, амплитуда колебаний намагниченности (см. рис. 6а) резко растет, что в свою очередь вызывает рост амплитуды колебаний упругого смещения (см. рис. 6б). Далее, поскольку упругая система нагружает магнитную, рост амплитуды колебаний намагниченности замедляется, проявляя тенденцию стремления к насыщению (рис. 6а при $g \rightarrow g_B$). Уровень насыщения здесь определяется балансом энергии между поступлением от усилителя обратной связи и оттоком в решетку за счет релаксации. Амплитуда упругих колебаний также растет, постепенно при $g \rightarrow g_B$ выходя на насыщение. Однако так продолжается только до тех пор, пока система пребывает в режиме стационарных автоколебаний (№ 2), т.е. пока колебания намагниченности остаются регулярными.

Дальнейшее увеличение обратной связи, т.е. параметра g выше g_B , приводит к срыву колебаний намагниченности со стационарного режима, прецессия теряет правильный круговой характер, становясь скачкообразной, в результате чего ко-

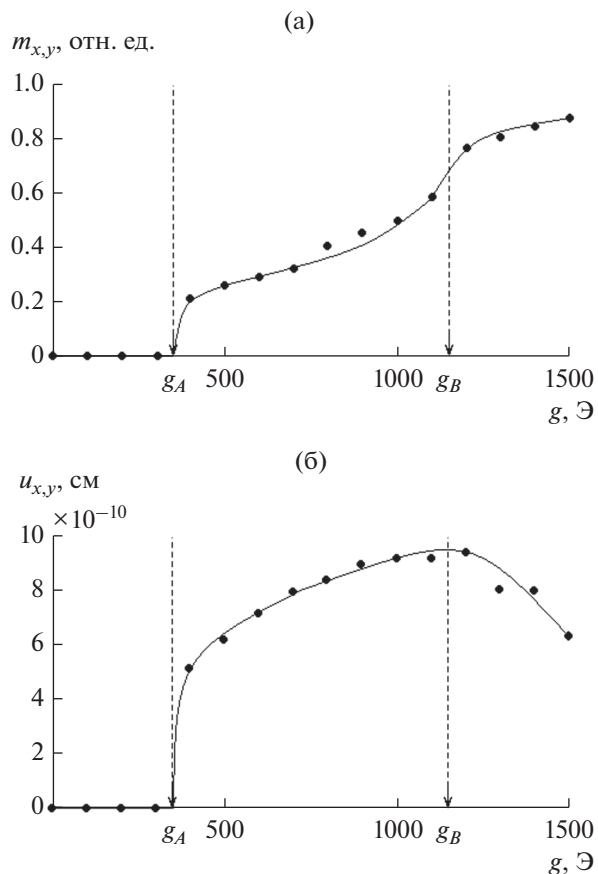


Рис. 6. Зависимости установившейся амплитуды колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б) от величины параметра связи, где $g_A = 350$ Э, $g_B = 1150$ Э.

лебания намагниченности в ходе таких скачков “выскакивают” за уровень стационарного режима и их максимальная амплитуда снова увеличивается. Дальнейшее увеличение параметра связи снова приводит колебания намагниченности к насыщению, заметному уже при g больше 1300 Э (см. рис. 6а). Однако в этом случае насыщение происходит из-за того, что конус прецессии намагниченности раскрывается почти полностью, так что больше намагниченность увеличиваться просто не может по причине достижения максимально возможного значения, определяемого структурой спиновой решетки магнитного материала.

Амплитуда колебаний упругого смещения (см. рис. 6б), оставаясь довольно высокой, все же после g_B заметно падает, так как условия возбуждения упругих колебаний магнитными из-за хаотичности скачков намагниченности существенно ухудшается. То есть упругое смещение просто “не успевает” следовать за весьма быстрыми хаотическими скачками намагниченности.

4. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРА ЗАТУХАНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ НА ВРЕМЯ РАЗВИТИЯ И АМПЛИТУДУ КОЛЕБАНИЙ

В режиме автоколебаний обратная связь как бы компенсирует потери энергии в колебательной системе, обусловленные ее процессами релаксации. Поскольку в данном рассмотрении главной является магнитная система, тогда как упругая является лишь ее нагрузкой, то на первом этапе будем полагать, что ведущую роль играет релаксация именно магнитной системы. В такой системе уровень потерь энергии определяется параметром затухания α , входящим в уравнение (1). Таким образом, при большем значении этого параметра для реализации автоколебаний необходима большая величина обратной связи. Рассмотрим процесс развития автоколебаний при различных значениях параметра α . Для большей общности будем следить как за магнитной, так и за упругой системами. Для простоты рассмотрения зададим уровень обратной связи фиксированным в области значений, при параметрах, принятых в предыдущем разделе, соответствующих режиму № 2 (см. рис. 5).

Рассмотрение развития колебаний во времени (см. разд. 2) показывает, что при изменении параметра затухания α в системе реализуются те же режимы, что и при изменении параметра связи, только в обратном порядке благодаря взаимно противоположному действию этих параметров.

Критические значения параметра α , при которых происходит смена режимов, обозначим через α_B и α_A (где $\alpha_B < \alpha_A$). Так, при $0 < \alpha < \alpha_B$ реализуется режим № 3 (хаотические автоколебания), при $\alpha_B < \alpha < \alpha_A$ реализуется режим № 2 (стационарные автоколебания) и при $\alpha_A < \alpha < +\infty$ реализуется режим № 1 (начальная релаксация).

Обратимся к рис. 7, где представлены зависимости времени развития амплитуды колебаний намагниченности до уровня 0.1 от максимума τ_{pm} (1) и до уровня полного максимума τ_{sm} (2), а также времени развития упругих колебаний до стационарного уровня τ_{su} (3) от величины параметра затухания намагниченности α . Как видим из рисунка, все зависимости ведут себя весьма сходным образом, причем всегда время τ_{sm} несколько превышает время τ_{pm} , так как оба они относятся к одной и той же системе, а время τ_{su} несколько превышает оба эти времени, т.е. упругая система при раскачке немного отстает от магнитной вследствие собственной инерционности.

Все кривые имеют вид, обратный кривым, приведенным на рис. 5, т.е. также близки к обратной пропорциональности с тем отличием, что здесь отсчет по горизонтальной оси происходит в обратную сторону и начинается не с нуля, а со

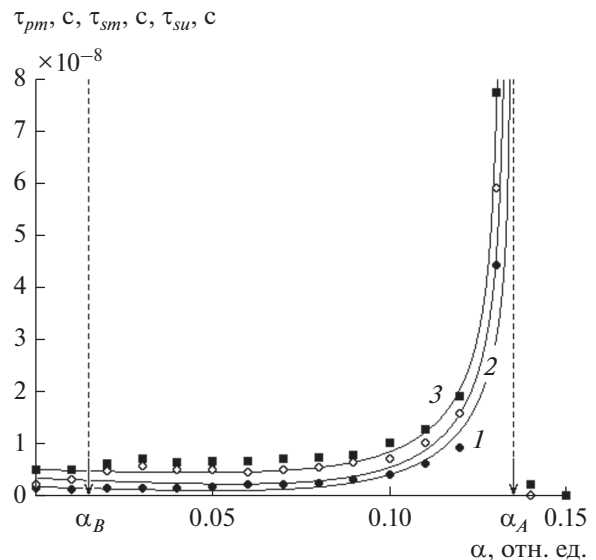


Рис. 7. Зависимости времени развития амплитуды колебаний намагниченности до уровня 0.1 от максимума τ_{pm} (кривая 1) и до уровня полного максимума τ_{sm} (кривая 2), а также времени развития упругих колебаний до стационарного уровня τ_{su} (кривая 3) от величины параметра затухания намагниченности α , где $\alpha_B = 0.015$ отн. ед., $\alpha_A = 0.135$ отн. ед. (показаны вертикальными пунктирными линиями со стрелками на горизонтальной оси). Параметр связи $g = 1000$ Э.

значения $\alpha = \alpha_A$. Таким образом, положение о взаимно обратном влиянии параметров затухания и связи на возбуждение автоколебаний полностью подтверждается.

Рассмотрим теперь амплитудные параметры возбуждаемых автоколебаний, для чего обратимся к рис. 8, где представлены зависимости установившейся амплитуды колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б) от величины параметра затухания намагниченности α .

Из рис. 8а видно, что при $0 < \alpha < \alpha_B$, где реализуется режим № 3, амплитуда колебаний намагниченности довольно высока, так что конус прецессии раскрывается почти полностью (до 0.8 отн.ед.). При $\alpha_B < \alpha < \alpha_A$, т.е. в режиме № 2, амплитуда колебаний намагниченности во всем интервале изменения α сохраняется на постоянном уровне (около 0.4 отн.ед.), довольно удаленном еще от полного раскрытия конуса прецессии. При $\alpha_A < \alpha < +\infty$, т.е. в режиме № 1, автоколебания не реализуются, так что амплитуда колебаний намагниченности падает почти до нуля, оставаясь на уровне, задаваемом начальным смещением (согласно данным разд. 1, m_{x0} , m_{y0} равны 0.01 отн. ед.).

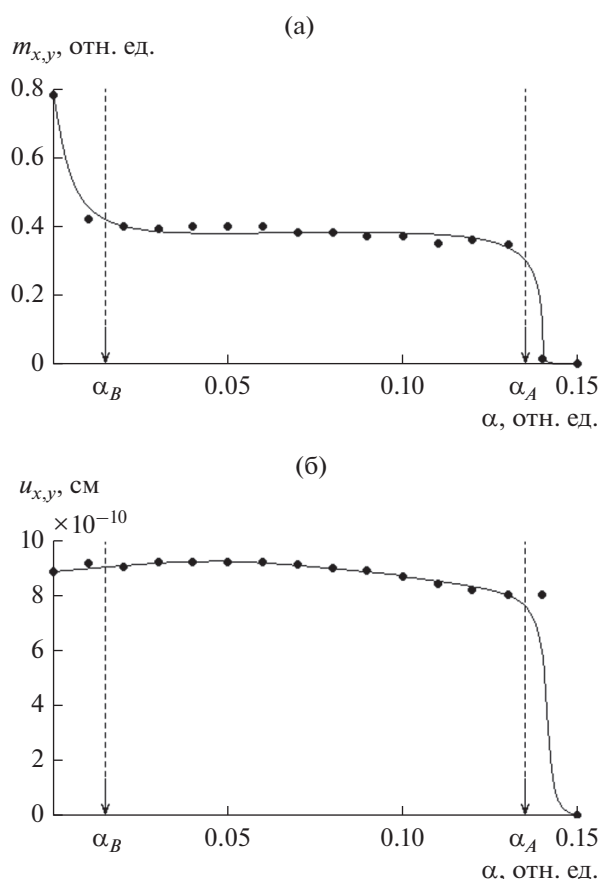


Рис. 8. Зависимости установившейся амплитуды колебаний намагниченности (а) и упругого смещения (б) от величины параметра затухания намагниченности α , где $\alpha_B = 0.015$ н. е., $\alpha_A = 0.135$ н. е. Параметр связи $g = 1000$ Э.

Обращаясь к рис. 8б, видим, что при $0 < \alpha < \alpha_B$, т.е. в режиме № 3, амплитуда упругих колебаний (9×10^{-10} см) не столь высока, как можно было бы ожидать исходя из высокого уровня кривой для намагниченности на рис. 8а. При $\alpha_B < \alpha < \alpha_A$, т.е. в режиме № 2, амплитуда колебаний упругого смещения держится на постоянном уровне около 9×10^{-10} см, следуя постоянству амплитуды колебаний намагниченности в этом интервале (см. рис. 8а).

Следует отметить, что в интервале $0 < \alpha < \alpha_B$, т.е. в режиме № 3, амплитуда имеет тот же уровень, что и в интервале $\alpha_B < \alpha < \alpha_A$, т.е. в режиме № 2, в обоих случаях 9×10^{-10} см. Можно полагать, что невысокий уровень амплитуды колебаний в режиме № 3 связан с тем фактом, что здесь колебания намагниченности имеют скачкообразный хаотический характер, так что колебания упругой системы в промежутках между скачками

не успевают развиться до значительной амплитуды. То есть имеет место то же отставание упругой системы от скачков магнитной, что и загиб вниз кривой, приведенной на рис. 8б, при параметре связи, превышающем значение g_B .

Из рис. 8б видно, что при $\alpha_A < \alpha < +\infty$, т.е. при переходе в режим № 1, где автоколебания отсутствуют, амплитуда упругих колебаний резко падает, так как теперь уже обратная связь не компенсирует потери энергии и как магнитные, так и упругие колебания, начиная с уровня, заданного начальным смещением, постепенно полностью затухают.

Таким образом, с точки зрения наиболее эффективного возбуждения упругих колебаний большой амплитуды, предпочтительным является режим № 2, причем уровень магнитного затухания в допустимом интервале ($\alpha_B < \alpha < \alpha_A$) не играет заметной роли, а интенсивность возбуждаемых колебаний задается уровнем обратной связи, как это можно видеть из рис. 8б.

5. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРА ЗАТУХАНИЯ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ НА АМПЛИТУДУ ВОЗБУЖДАЕМОГО УПРУГОГО СМЕЩЕНИЯ

Все сказанное выше относится к влиянию затухания магнитной системы. При этом полагалось, что упругая система является нагрузкой при параметре упругого затухания, равном $\beta = 10^9$ с $^{-1}$ (см. разд. 1).

Проверка роли затухания упругой системы показала, что при увеличении параметра β в 10 раз магнитные колебания не меняются, характер упругих колебаний также не меняется, однако их амплитуда уменьшается в 7 раз и появляется небольшое смещение нулевой линии (положения равновесия) вверх на величину в 10 раз меньшую амплитуды.

При уменьшении параметра β в 10 раз магнитные колебания также не меняются, задержка упругих колебаний не меняется (совпадает с задержкой магнитных), амплитуда плавно нарастет до уровня в 5–6 раз большего начальной. Время установления такой постоянной амплитуды превышает время задержки в 15–20 раз.

Таким образом, хотя условия самовозбуждения автоколебаний не меняются, однако для получения максимальной амплитуды упругих колебаний следует выбирать материал с меньшим значением параметра упругого затухания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена задача о генерации гиперзвуковых колебаний в схеме магнитоэлектрического преобразователя с положительной обратной связью. Приведена геометрия задачи, в основе которой

лежит обладающая магнитоупругими свойствами ферритовая пластина, намагниченная по нормали к ее плоскости. Обратная связь введена путем задания пропорциональной зависимости между амплитудой возбуждающего поля и амплитудой возбуждаемых этим полем колебаний намагниченности. Для характеристики такой зависимости введен “параметр связи” g , отражающий усиление сигнала в цепи обратной связи. При этом основной является магнитная система, а упругая система, в которой возбуждаются гиперзвуковые упругие колебания, является нагрузкой для магнитной системы.

Рассмотрено развитие магнитных и упругих колебаний во времени. По мере увеличения параметра связи выявлены три основных режима колебаний.

Режим № 1 — начальная релаксация. Режим № 2 — стационарные автоколебания. Режим № 3 — хаотические автоколебания. Исследовано влияние величины параметра связи на время развития и амплитуду колебаний. Выявлены два характерных значения параметра связи: первый соответствует переходу от режима № 1 к режиму № 2, а второй — от режима № 2 к режиму № 3. Показано, что ниже первого значения автоколебания вообще отсутствуют, между первым и вторым автоколебания имеют стационарный характер, а выше второго — хаотический. При этом зависимость времени развития автоколебаний до максимального значения амплитуды от величины параметра связи имеет вид обратной пропорциональности, начинаясь от бесконечности сразу после g_A и стремясь к нулю при стремлении параметра связи к бесконечности. Зависимость амплитуды колебаний намагниченности от параметра связи, начинаясь резким подъемом от значения g_A , плавно возрастает, стремясь к насыщению, соответствующему полному раскрытию конуса прецессии. Амплитуда упругих колебаний в основном повторяет рост амплитуды магнитных, несколько снижаясь после прохождения g_B из-за низкой эффективности возбуждения упругой системы хаотическими магнитными колебаниями.

Исследовано влияние величины параметра затухания намагниченности на время развития, характер и амплитуду возбуждаемых колебаний. Показано, что при изменении параметра затухания в системе имеют место те же три режима колебаний, теперь, по мере увеличения этого параметра, сменяющие друг друга в порядке, обратном порядку чередования режимов при увеличении параметра связи. Для характеристики смены режимов введены два характерных значения параметра затухания: α_B , при котором режим № 3 сменяется режимом № 2, и α_A , при котором режим № 2 сменяется режимом № 1. Показано, что время развития амплитуды колебаний имеет вид, подобный обрат-

ной пропорциональной зависимости при изменении параметра связи, с тем отличием, что здесь отсчет значений α по горизонтальной оси происходит в обратную сторону и начинается не с нуля, а со значения $\alpha = \alpha_A$. Показано, что амплитуда магнитных колебаний при значениях параметра α меньших α_B , т.е. в режиме № 3, резко падает от величины, близкой к полному раскрытию конуса прецессии до примерно половины этого значения. При дальнейшем увеличении параметра α в течение всего интервала между α_B и α_A , т.е. в режиме № 2, амплитуда колебаний сохраняется постоянной, после чего в режиме № 1 убывает до значения, соответствующего начальному смещению намагниченности. Амплитуда упругих колебаний ведет себя сходным образом, за исключением выброса при малых значениях α , после чего сохраняется постоянной до полного спада намагниченности, где также убывает практически до нуля.

Кратко рассмотрено влияние параметра затухания упругой системы на характер возбуждаемых колебаний. Показано, что при увеличении или уменьшении параметра упругого затухания на порядок, колебания магнитной системы не меняются, а колебания упругой по амплитуде и времени развития следуют пропорциональному изменению параметра затухания.

В качестве практической рекомендации отмечено, что с точки зрения наиболее эффективного возбуждения упругих колебаний предпочтительным является выбор параметра связи (т.е. коэффициента усиления в цепи обратной связи), соответствующего режиму № 2, а упругую систему следует выбирать из условий наименьшего затухания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бергман Л. Ультразвук. М.: Изд-во иностр. лит., 1956.
2. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. М.: Сов. энциклопедия, 1979.
3. Такер Дж., Рэмpton В. Гиперзвук в физике твердого тела / Пер. с англ. М.: Мир, 1975.
4. Каринский С.С. Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах. М.: Сов. радио, 1975.
5. Гуляев Ю.В. // Проблемы современной радиотехники и электроники / Под ред. В.А. Котельникова. М.: Наука, 1980. С. 297.

6. *Голямина И.П.* // Физика и техника мощного ультразвука / Под ред. Л.Д. Розенберга. Кн. 1. Источники мощного ультразвука. М.: Наука, 1967. С. 111.
7. *Ле-Кроу Р., Комсток Р.* // Физическая акустика / Под ред. У. Мэзон. Т. 3Б. Динамика решетки. М.: Мир, 1968. С. 156.
8. *Штраусс В.* // Физическая акустика / Под ред. У. Мэзон. Т. 4Б. Применения физической акустики в квантовой физике и физике твердого тела. М.: Мир, 1970. С. 247.
9. *Моносов Я.А.* Нелинейный ферромагнитный резонанс. М.: Наука, 1971.
10. *Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // РЭ. 2009. Т. 54. № 7. С. 863.
11. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // Журн. радиоэлектроники. 2013. № 2. <http://jre.cplire.ru/jre/feb13/10/text.pdf>.
12. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 5. С. 482.
13. *Харкевич А.А.* Основы радиотехники. М.: Физматлит, 2007.
14. *Гоноровский И.С.* Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Сов. радио, 1964.
15. *Гоноровский И.С.* Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь, 1986.
16. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973.
17. *Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.* Основы теории колебаний. М.: Наука, 1978.
18. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994.
19. *Шавров В.Г., Щеглов В.И., Иванов А.П.* Нелинейные колебания в задаче возбуждения гиперзвука. Сыктывкар: Коми республ. типография, 2021.
20. *Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // Журн. радиоэлектроники. 2017. № 7. <http://jre.cplire.ru/jre/jul17/6/text.pdf>.
21. *Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // Журн. радиоэлектроники 2017. № 8. <http://jre.cplire.ru/jre/aug17/5/text.pdf>.
22. *Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // Журн. радиоэлектроники 2017. № 8. <http://jre.cplire.ru/jre/aug17/6/text.pdf>.