
**РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ**

УДК 537.874;537.624

КРАТНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ В СХЕМЕ МАГНИТОСТРИКЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ. УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ В РЕЖИМЕ РЕЛАКСАЦИИ

© 2019 г. В. Г. Шавров¹, В. И. Щеглов¹, *¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Российская Федерация, 125009 Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

*E-mail: vshcheg@cplire.ru

Поступила в редакцию 15.10.2016 г.

После доработки 24.03.2018 г.

Принята к публикации 27.03.2018 г.

Рассмотрены вынужденные колебания намагниченности и упругого смещения в нормально намагниченной ферритовой пластине, обладающей магнитоупругими свойствами. Исследован процесс умножения исходной частоты в отношении, определяемом кратностью резонансных частот магнитной и упругой подсистем. Выявлены временные и амплитудные характеристики явления на основе модели ударного возбуждения упругой системы за счет кратковременного воздействия магнитной. Выполнено сравнение с процессом деления частоты в той же схеме магнитострикционного преобразователя.

DOI: 10.1134/S0033849419050115

ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение ультразвука с помощью магнито-стрикционных преобразователей [1, 2] весьма перспективно в акустоэлектронике, где высокая механическая добротность ферритовых резонаторов (до 10^7 при использовании железо-иттриевого граната (ЖИГ)) позволяет создать высокоэффективные устройства обработки информации в диапазоне СВЧ ($f \sim 100$ МГц...100 ГГц) [3, 4]. В первых работах по преобразователям на ЖИГ [5, 6] уровень мощности ограничивался на уровне 1 мВт из-за параметрического возбуждения обменных спиновых волн [7, 8]. В работах [9–11] было показано, что в геометрии нормально намагниченной пластины на частоте ферромагнитного резонанса (ФМР) такое ограничение отсутствует, что позволяет повысить амплитуду гиперзвука более чем на два порядка [12–16]. В работах [17–20] показано, что при надлежащем выборе толщины магнитной пластины возможно кратное преобразование, такое как деление и умножение частоты возбуждения, соответствующей ФМР, однако условия и механизм преобразования не были выявлены. В работе [21], посвященной исследованию процесса деления, было показано, что при круговой поляризации возбуждающего поля преобразование частоты наиболее эффективно происходит в режиме релаксации, т.е. в интервале между временами

релаксации магнитных и упругих колебаний. В качестве механизма, обеспечивающего процесс деления, было указано ударное возбуждение упругой системы за счет воздействия магнитной. Данная работа посвящена исследованию другого вида кратного преобразования частоты, а именно – умножению в условиях ФМР.

1. ГЕОМЕТРИЯ, ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ПАРАМЕТРЫ ЗАДАЧИ

Геометрия задачи совпадает с принятой нами ранее [15–21] (рис. 1). Плоскопараллельная пластина толщины d обладает магнитоупругими свойствами при кубической симметрии. Плоскость Oxy декартовой системы координат $Oxyz$ совпадает с плоскостью пластины, а оси Ox , Oy и Oz параллельны ребрам куба ячейки с ориентацией (100). Центр системы координат O находится в центре пластины, ее поверхности соответствуют координатам $z = \pm d/2$. Постоянное магнитное поле \vec{H}_0 приложено перпендикулярно плоскости пластины, переменное поле \vec{h} – в ее плоскости.

Полная система уравнений [15–21], имеет вид: 1) уравнения для нормированных на намагниченность насыщения M_0 компонент намагниченности m_x с учетом циклической перестановки x, y, z ;

2) уравнения для компонент упругих смещений $u_{x,y}$ соответственно –

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

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

где ρ – плотность материала пластины, c_{44} – модуль упругости, α и β – параметры магнитного и упругого затухания.

Запишем граничные условия к этим уравнениям:

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

где B_2 – константа магнитоупругого взаимодействия.

Входящие в уравнение (1) эффективные поля $H_{x,y,z}$ имеют вид

$$H_x = h_x + H_{ax}; \quad (4)$$

$$H_y = h_y + H_{ay}; \quad (5)$$

$$H_z = H_0 - 4\pi M_0 m_z + H_{az}, \quad (6)$$

где $H_{ax,ay,az}$, с учетом циклической перестановки x, y, z будут

$$H_{ax} = -\frac{B_2}{M_0} \left[m_y \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + m_z \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) \right]. \quad (7)$$

Переменное поле имеет круговую поляризацию правого вращения:

$$h_x = h_0 \sin(2\pi f t), \quad h_y = -h_0 \cos(2\pi f t). \quad (8)$$

Система (1)–(3), как и в [17–21], приводится к эквивалентной системе из семи уравнений первого порядка без граничных условий, которая решается численно методом Рунге–Кутты четвертого порядка.

Основные параметры задачи, подобно [17–21], соответствуют монокристаллу ЖИГ: $4\pi M_0 = 1750$ Гс; $c_{44} = 7.64 \times 10^{11}$ эрг см⁻³, $\rho = 5.17$ г см⁻³. Константа магнитоупругости вдвое превышает таковую для ЖИГ: $B_2 = 13.92 \times 10^6$ эрг см⁻³. Параметры затухания равны: $\alpha = 0.01$, $\beta = 10^7$ с⁻¹. Постоянное поле $H_0 = 2750$ Э, частота возбуждения, соответствующая ФМР в этом поле, равна 2800 МГц. Толщина пластины, соответствующая упругому резонансу на этой частоте, равна $d_{рез} = 0.6865$ мкм. Для реализации процесса умножения исходной частоты на число n толщина пластины выбрана равной $d = d_{рез}/n$. Амплитуда переменного поля меняется от 0.01 до 10000 Э.

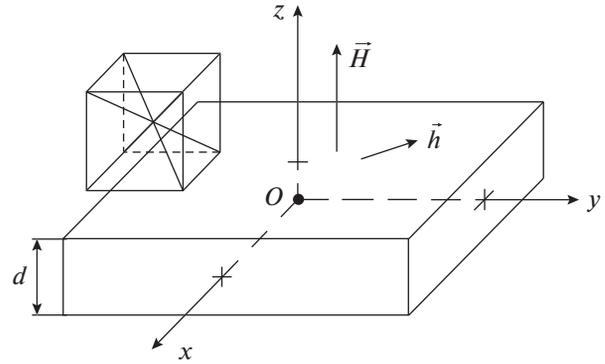


Рис. 1. Геометрия задачи, слева – схема кристаллографической ячейки.

2. ВРЕМЕНА РЕЛАКСАЦИИ

В качестве основной характеристики релаксации, как и в [21], будем рассматривать время десятикратного спада колебаний:

$$\tau_{10} = -\frac{\ln(10)}{\ln(A_t/A_0)} t, \quad (9)$$

где A_0 и A_t – амплитуды начальная и по прошествии времени t .

Значения A_0 и A_t для магнитной и упругой систем определялись по затуханию их свободных колебаний при $B_2 = 0$, а время t выбиралось исходя из удобства измерения амплитуд. При параметрах затухания $\alpha = 0.01$ и $\beta = 10^7$ с⁻¹ значения времени спада τ_{10} для магнитной и упругой систем составляли соответственно $\tau_{10}^{(m)} = 1.3248 \times 10^{-8}$ с и $\tau_{10}^{(e)} = 2.3542 \times 10^{-7}$ с.

3. МЕРА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Как следует из работы [21], результатом преобразования частоты является сумма колебаний на основной и преобразованной частотах. Для выделения вклада преобразованной частоты воспользуемся схемой, показанной на рис. 2. Кратность умножения выбрана равной пяти, а амплитуды основной и преобразованной частот приняты равными. Колебания основной и преобразованной частот описываются соответственно формулами: $u = \sin(t)$, $u = \cos(5t)$, суммарные колебания – формулой: $u = \sin(t) + \cos(5t)$.

На рис. 2а показаны колебания исходной и умноженной частот. Буквами A и B обозначен полный период основной частоты. На рис. 2б сплошной линией показаны суммарные колебания, точками A и B обозначен полный период суммарных колебаний, равный периоду основ-

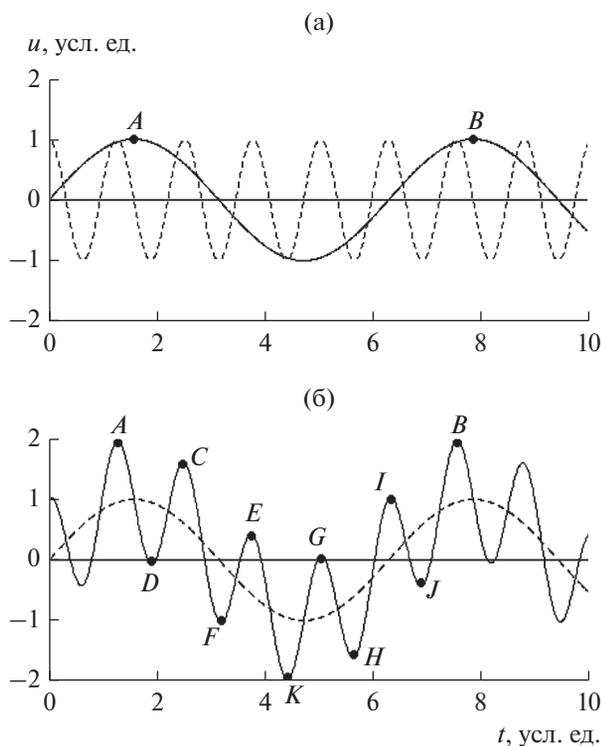


Рис. 2. Схема выделения вклада преобразованной частоты из общей совокупности колебаний, умножение частоты на пять; а – колебания исходной (сплошная линия) и умноженной (штриховая) частот; б – суммарные колебания (сплошная линия) и колебания основной частоты (штриховая).

ной частоты, K – середина периода, C, D, E, F, G, H, I, J – последовательно чередующиеся экстремумы суммарной зависимости.

Найдем расстояния по вертикали между точками максимумов и ближайших к ним минимумов: $(CD)_u, (EF)_u, (GH)_u, (IJ)_u$, где индекс u означает проекцию соответствующего отрезка на вертикальную ось чертежа. Полная амплитуда равна расстоянию между точками A и K , т.е. $(AK)_u$.

Будем считать мерой вклада преобразованной частоты $1/4$ отношения суммы высот частичных максимумов к величине полной амплитуды:

$$S_p = \frac{(CD)_u + (EF)_u + (GH)_u + (IJ)_u}{4(AK)_u}. \quad (10)$$

Назовем эту величину “эффективностью преобразования” [21].

Формула (10) получена для кратности $n = 5$. При других значениях кратности количество максимумов на зависимости, подобной приведенной на рис. 2б, будет на единицу меньше величины кратности, т.е. коэффициент 4 в знаменателе формулы (10) должен быть заменен на величину $n - 1$.

Отметим дополнительно, что полученная так величина S_p не совсем точно отражает вклад преобразованной частоты в суммарные колебания. Так, для кривой, приведенной на рис. 2б, соответствующей равенству амплитуд основной и преобразованной частот, величина S_p составляет 0.42, тогда как реальный вклад равен 0.50. При соотношении амплитуд 1 к 5 величина S_p равна 0.77, а реальный вклад – 0.83. То есть величина S_p всегда получается заниженной относительно реального значения на 15...20%. Более точным было бы вычисление гармоник путем разложения в ряд Фурье. Однако опыт показывает, что наблюдаемый в описанных далее машинных экспериментах разброс точек часто превышает 20%, так что использование здесь упрощенного приема, приведенного на рис. 2, можно считать вполне допустимым.

4. РОЛЬ ИНТЕРВАЛА ВРЕМЕНИ

В работах [18, 20] отмечено, что умножение частоты реализуется только в интервале между временами релаксации магнитных и упругих колебаний. Рассмотрим рис. 3, на котором приведены развертки во времени магнитных и упругих колебаний в различные промежутки времени от начала возбуждения для случая умножения частоты на три, т.е. при толщине пластины $d = d_{рез}/3$.

Первый промежуток (рис. 3а, 3б) соответствует начальному этапу возбуждения при времени, меньшем, чем время десятикратного спада магнитных колебаний $\tau_{10}^{(m)}$. В этом случае магнитные колебания (рис. 3а) происходят на частоте возбуждения (2800 МГц) с небольшой примесью (около 20%) двойной частоты, но третья гармоника не проявляется. Не то однако имеет место. Для упругих колебаний наблюдается иная картина (рис. 3б): примесь тройной частоты прослеживается весьма сильно, особенно начиная с 0.5×10^{-9} с, причем эта примесь со временем усиливается, достигая к 2.0×10^{-9} с около 60%. Такое различие вклада утроенной частоты в магнитные и упругие колебания обусловлено тем, что упругие колебания происходят на частоте собственного резонанса пластины.

Второй промежуток времени (рис. 3в, 3г) выбран временами $\tau_{10}^{(m)}$ и $\tau_{10}^{(e)}$. Здесь магнитные колебания (см. рис. 3в) носят чисто вынужденный характер на частоте возбуждения, какая-либо примесь умноженной частоты отсутствует. Однако упругие колебания (см. рис. 3г), хотя и сохраняют в качестве основной частоту возбуждения, но примесь тройной частоты весьма значительна и достигает 50%. Более высокой примеси преобразованной частоты

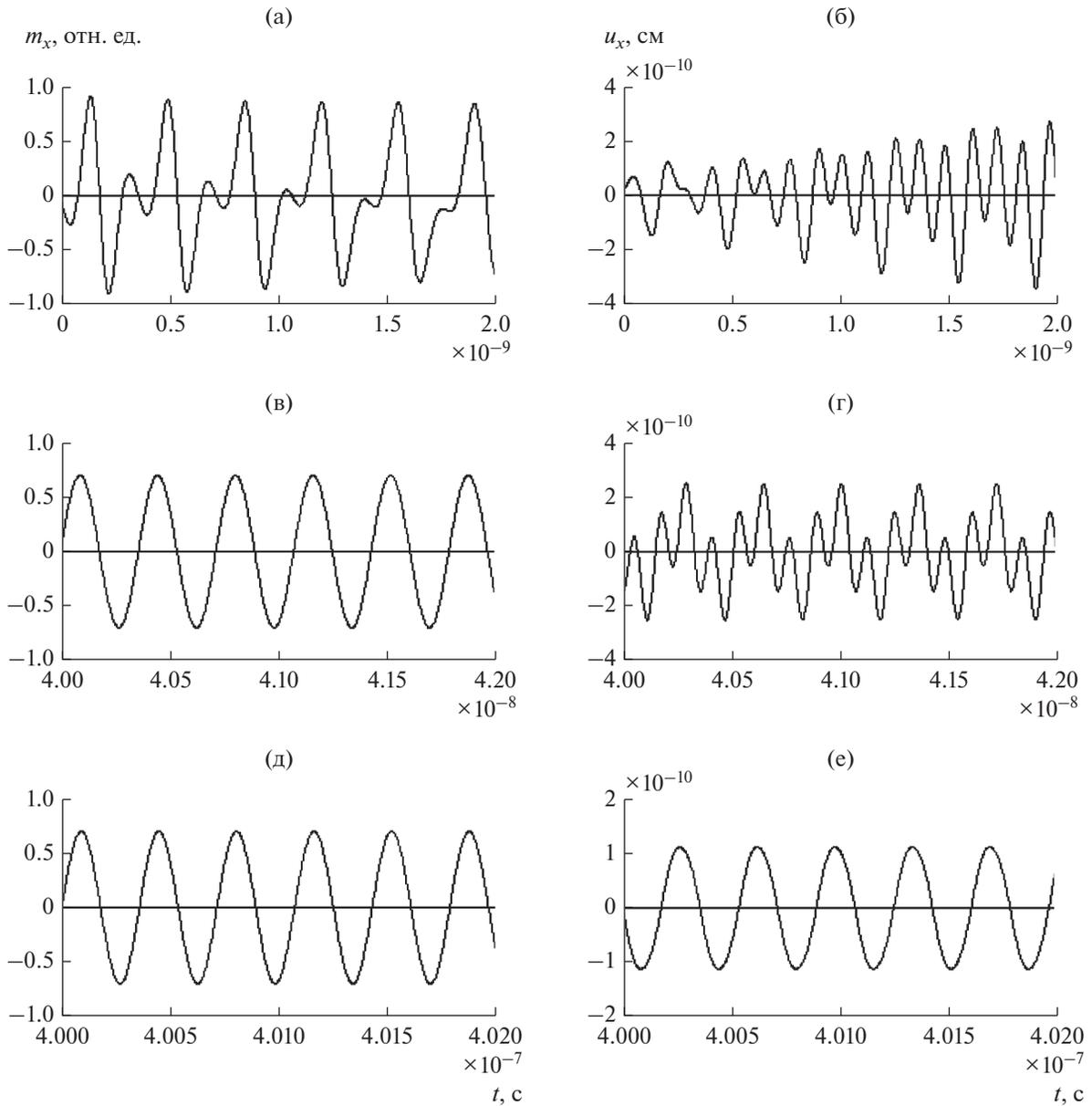


Рис. 3. Развертки во времени магнитных (а, в, д) и упругих (б, г, е) колебаний в различные промежутки времени от начала возбуждения: $0 \leq t \leq 2 \times 10^{-9}$ с (а, б); $4.0 \times 10^{-8} \text{ с} \leq t \leq 4.2 \times 10^{-8}$ с (в, г); $4.00 \times 10^{-7} \text{ с} \leq t \leq 4.02 \times 10^{-7}$ с (д, е); параметры: $d = 0.2288$ мкм, $h_{0x,y} = 500$ Э; умножение частоты на три.

ты при принятых h_0 и B_2 не удастся найти ни при каком времени после начала возбуждения.

Заметим, что в работе [21, рис. 2г] деление частоты при тех же условиях достигалось практически полностью (около 90%) уже при амплитуде возбуждения 100 Э, тогда как при умножении всего для 50% требуется 500 Э. То есть получается, что процесс умножения заметно более критичен к внешним условиям (в первую очередь к полю возбуждения), чем процесс деления. Следует отме-

тить, что такой факт наблюдался и в предварительной работе [18], посвященной качественному рассмотрению процесса умножения.

Третий промежуток времени (рис. 3д, 3е) выбран примерно в 1.7 раза дальше $\tau_{10}^{(e)}$, по окончании релаксации упругих колебаний. Здесь как магнитные (см. рис. 3д), так и упругие (см. рис. 3е) колебания происходят только с частотой возбуждения, утроенная частота отсутствует. Таким образом, как и в случае деления [21], успешное умножение

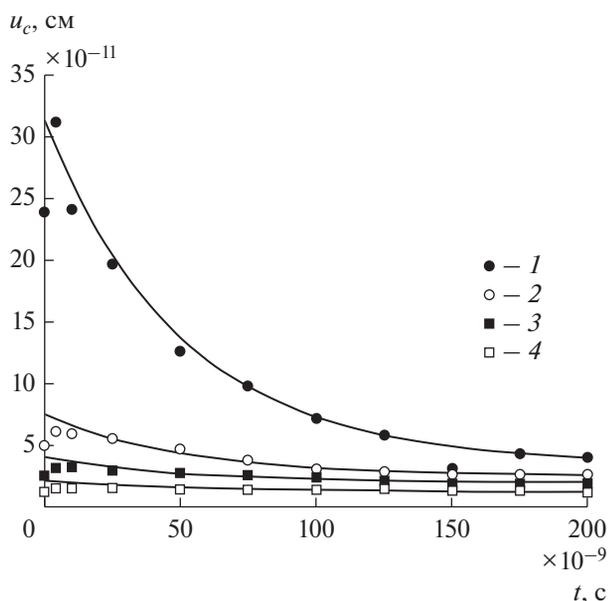


Рис. 4. Зависимость полного размаха упругих колебаний от времени при различных кратностях умножения: $n = 2$ (1), 3 (2), 4 (3), 5 (4); интервал времени наблюдения $(1...2) \times 10^{-9}$ с; амплитуда переменного поля $h_{0x,y} = 500$ Э. Точки – машинный эксперимент, сплошные линии – расчет по формулам (11)–(14).

частоты обеспечивается только в промежутке времени, начало и конец которого заметно удалены от времен десятикратного спада как магнитных, так и упругих колебаний.

Отметим, что здесь, подобно случаю деления [21], амплитуда как магнитных, так и упругих колебаний с течением времени падает. Так, амплитуда магнитных колебаний с 0.85 н.е. на рис. 3а падает до 0.75 н.е. на рис. 3д, т.е. примерно в таком же соотношении, как и при делении (там – в 1.20 раз, здесь – в 1.13 раз). Однако амплитуда упругих колебаний при делении падает в 15 раз, а при умножении – с 2.4×10^{-10} см (см. рис. 3б и 3г) до 1.1×10^{-10} см (см. рис. 3е), т.е. всего в 2.2 раза. Причиной такого различия является снижение эффективности ударного возбуждения упругих колебаний как основного механизма преобразования частоты. Действительно, при делении первичный удар при включении возбуждения происходит за первый период переменного поля, продолжительность которого в кратное число раз меньше продолжительности периода преобразованных колебаний. При умножении же продолжительность первого периода возбуждения в кратное число раз больше периода преобразованных колебаний. То есть в случае деления удар получается значительно более резким, чем в случае умножения, в резуль-

тате чего эффективность удара как такового при умножении падает.

5. ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ ОТ ВРЕМЕНИ

В предыдущем разделе показано, что при удалении от начала возбуждения амплитуда упругих колебаний спадает. Колебания преобразованной частоты являются составной частью общих колебаний, поэтому рассмотрим сначала зависимость от времени полного размаха колебаний $u_c = AK$ (см. рис. 2б) при различных кратностях умножения (рис. 4). Здесь точки – результаты машинного эксперимента, а сплошные линии построены по следующим эмпирическим формулам

$$n = 2 \rightarrow u_c = 28.0 \exp(-0.02x) + 3.5, \quad (11)$$

$$n = 3 \rightarrow u_c = 5.0 \exp(-0.02x) + 2.5, \quad (12)$$

$$n = 4 \rightarrow u_c = 2.0 \exp(-0.02x) + 2.0, \quad (13)$$

$$n = 5 \rightarrow u_c = 1.0 \exp(-0.02x) + 1.2 \quad (14)$$

(t измеряется в 10^{-9} с, u_c – в 10^{-11} см).

Все зависимости начиная со времени магнитной релаксации ($\tau_{10}^{(m)} = 1.3248 \times 10^{-8}$ с) хорошо аппроксимируются экспонентами с отрицательными показателями, что соответствует экспоненциальному спаду затухающих колебаний [22, 23]. Ниже этого времени от нуля зависимости слегка возрастают (на ~20%). Такой рост происходит вследствие высокой эффективности перекачки энергии от магнитной системы к упругой, продолжающейся от момента включения возбуждения до половины времени магнитной релаксации [24, 25].

При увеличении кратности умножения экспоненты проходят ниже из-за падения эффективности ударного возбуждения при уменьшении периода преобразованной частоты (см. разд. 4). Все экспоненты спадают с одним и тем же показателем, что свидетельствует о независимости механизма упругой релаксации от частоты колебаний, т.е. об отсутствии влияния релаксации магнитной на релаксацию упругую. Каждая экспонента имеет постоянную добавку, соответствующую установившемуся режиму. Уменьшение добавки при увеличении кратности умножения происходит по причине удаления резонансной частоты упругой системы от частоты возбуждения [22].

Таким образом, описанное поведение упругой системы подтверждает предложенный в работе [19] ударный механизм возбуждения преобразованных колебаний, реализация которого в случае деления показана в работе [21].

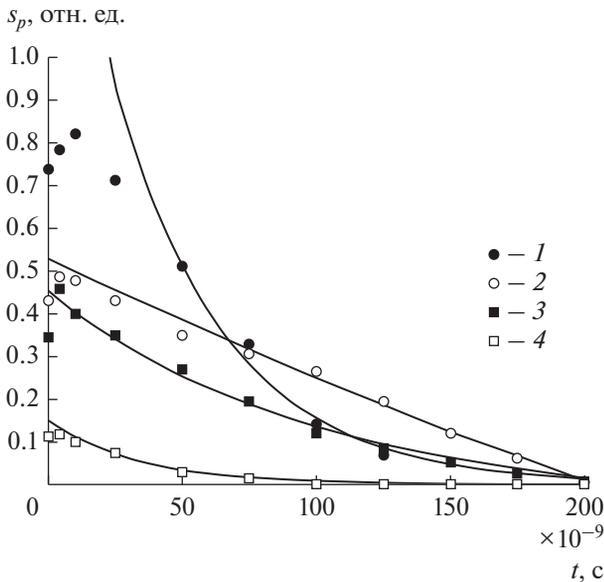


Рис. 5. Зависимость эффективности преобразования от времени при различных кратностях умножения: $n = 2$ (1), 3 (2), 4 (3), 5 (4); интервал времени наблюдения $(1...2) \times 10^{-9}$ с; амплитуда переменного поля $h_{0x,y} = 500$ Э. Точки – машинный эксперимент, сплошные линии расчет по формулам (15)–(18).

6. ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ОТ ВРЕМЕНИ

На рис. 5 представлены зависимости от времени эффективности преобразования, определенные по методике, описанной в разд. 3. На рисунке точки – результаты машинного эксперимента, полученные по (10), а сплошные линии построены по следующим эмпирическим формулам:

$$n = 2 \rightarrow S_p = 1.7 \exp(-0.024t) + 0.00, \quad (15)$$

$$n = 3 \rightarrow S_p = 1.9 \exp(-0.0016t) - 1.37, \quad (16)$$

$$n = 4 \rightarrow S_p = 0.5 \exp(-0.01t) - 0.05, \quad (17)$$

$$n = 5 \rightarrow S_p = 0.15 \exp(-0.03t) + 0.00 \quad (18)$$

(t измеряется в 10^{-9} с, S_p – в отн. ед.).

Из рис. 5 видно, что величина S_p максимальна при времени около $\tau_{10}^{(m)}$. По удалении от этого времени эффективность преобразования спадает по экспоненте с отрицательным показателем. При времени порядка $\tau_{10}^{(e)}$, эффективность преобразования падает более чем на порядок, а при времени более 200×10^{-9} с – стремится к нулю. При увеличении кратности от $n = 2$ до 5 эффективность в основном падает, как и общая амплитуда на рис. 4. Исключением является кривая 1, которая при времени больше 70×10^{-9} с идет ниже кривой 2,

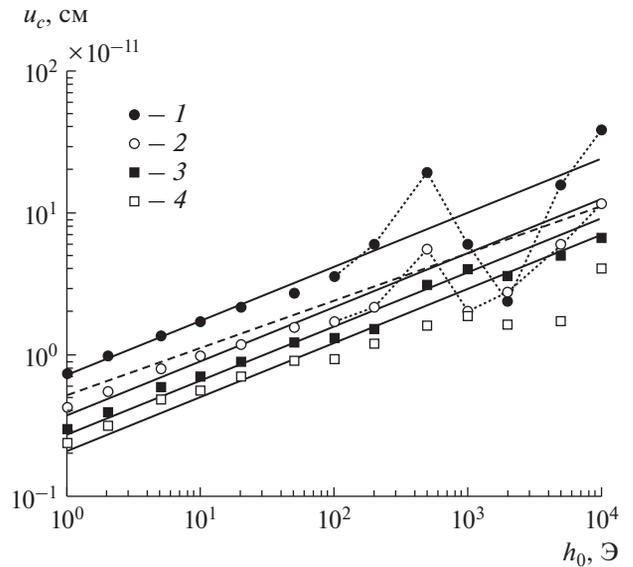


Рис. 6. Зависимость полного размаха упругих колебаний от амплитуды возбуждения при различных кратностях умножения: $n = 2$ (1), 3 (2), 4 (3), 5 (4); пунктир – степенная функция; интервал времени наблюдения $(1...2) \times 10^{-9}$ с.

почти совпадая с кривой 3. Однако такое превышение нельзя считать полностью объективным из-за значительного разброса точек (до 10% и более), а также возможных погрешностей определения S_p по формуле (10).

Главное здесь то, что эффективность преобразования, будучи сначала достаточно высокой, с течением времени спадает по экспоненте, стремясь к нулю. При этом с увеличением кратности эффективность преобразования падает. Такое ее поведение также подтверждает ударный механизм возбуждения [19, 21].

7. ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ ОТ УРОВНЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Задача кратного умножения частоты упругих колебаний в схеме магнестрикционного преобразователя является нелинейной, поэтому представляет интерес рассмотреть, как зависит амплитуда упругих колебаний от интенсивности возбуждения. На рис. 6 показаны зависимости полного размаха упругих колебаний u_c от амплитуды переменного поля $h_{0x,y} \equiv h_0$ при различных кратностях умножения. При построении чертежа использован двойной логарифмический масштаб. Видно, что в таком масштабе при всех исследованных кратностях зависимости u_c от h_0 близки наклонным прямым, располагающимся

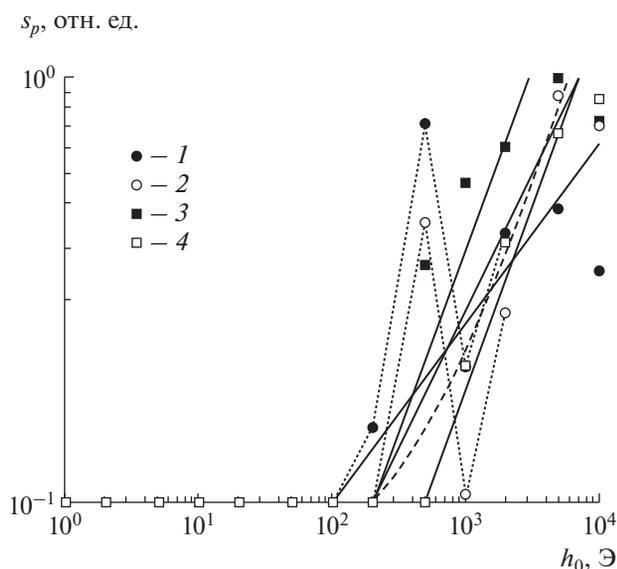


Рис. 7. Зависимость эффективности преобразования от амплитуды возбуждения при различных кратностях умножения: $n = 2$ (1), 3 (2), 4 (3), 5 (4); интервал времени наблюдения $(1...2) \times 10^{-9}$ с.

тем ниже, чем кратность больше. Такое расположение обусловлено уменьшением эффективности ударного возбуждения при увеличении кратности (см. разд. 4). Приведенные на рис. 6 зависимости можно аппроксимировать степенной функцией следующего вида:

$$u_c = \frac{1}{2} h_0^{1/3} \quad (19)$$

(h_0 измеряется в Э, а u_c — в 10^{-11} см). Эта функция показана на рисунке пунктиром. Более точное совпадение с экспериментальными точками может быть получено путем изменения показателя степени и коэффициента в формуле (19) в сторону более сложных дробных величин. Так, зависимость при кратности 2 (кривая 2) приближается показателем 0.42, а зависимость при кратности 5 (кривая 4) — показателем 0.25. Характерным свойством, присущим только кратностям 2 и 3, является подъем кривых 1 и 2 в области h_0 от 200 до 1000 Э, максимум которого находится при 500 Э (подробнее см. разд. 9).

8. ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ОТ УРОВНЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Рассмотрим теперь, как меняется эффективность преобразования частоты. На рис. 7 представлены зависимости эффективности преобразования S_p от амплитуды переменного поля h_0 при различных кратностях умножения. Из рисунка видно,

что до полей порядка 10^2 Э эффективность преобразования крайне мала (менее 0.1 отн. ед.), после чего резко возрастает тем сильнее, чем кратность умножения ниже, а в полях порядка 2000 Э достигает единицы. Общий ход приведенных зависимостей на участке возрастания приблизительно можно описать с помощью следующей линейной функции:

$$S_p = 1.55 \times 10^{-4} h_0 + 0.069 \quad (20)$$

(h_0 измеряется в Э, а S_p — в отн. ед.). На рис. 7 эта функция в интервале от 200 до 6000 Э показана пунктирной линией, которая слегка искривлена, в отличие от полной линейности формулы (20). Очевидно, такое искривление является следствием двойного логарифмического масштаба, в котором построен рис. 7.

При сравнении рис. 7 данной работы и рис. 7 из работы [21] видно, что начало роста эффективности преобразования выше 0.1 отн. ед. при умножении требует амплитуды возбуждающего поля на порядок более высокой, чем при делении (здесь — 100 Э, там — 10 Э). При этом выход величины S_p на единицу также задерживается, даже в еще большем отношении (почти на два порядка). Можно полагать, что причиной такого затруднения реализации умножения по сравнению с делением также является снижение эффективности ударного возбуждения (см. разд. 6).

Некоторое снижение эффективности преобразования в полях выше 5000 Э, подобное отмеченному в работе [21, рис. 7], наблюдается и здесь, хотя и значительно слабее выраженное. Полагаем, что причина такого снижения также состоит в приближении в столь сильных полях прецессирующего вектора намагниченности к плоскости пластины с соответствующим снижением его нормальной составляющей.

Характерным свойством, отсутствующим при делении, здесь является наблюдаемый при кратностях 2 и 3 значительный подъем эффективности преобразования в поле около 500 Э. Так, величина S_p при кратности 2 (кривая 1) достигает величины 0.8 отн. ед., а при кратности 3 (кривая 2) — 4.5 отн. ед. По прохождении же этого поля вблизи 1000 Э эффективность снова резко падает, для кратности 2 стремясь к величине 0.2 отн. ед., соответствующей формуле (20), а для кратности 3 — падает еще значительно ниже, составляя около 0.1 отн. ед. При дальнейшем увеличении поля эффективность снова возрастает, приближаясь к величине, описываемой формулой (20).

Из сопоставления с рис. 6 видно, что наблюдаемый здесь подъем эффективности по полям соответствует подобному подъему амплитуды, отмеченному в разд. 7, т.е. причина того и другого подъемов — одна и та же.

9. АНОМАЛЬНЫЙ МАКСИМУМ

Как отмечалось выше, при низких кратностях умножения зависимости амплитуды полного смещения и эффективности преобразования от величины переменного поля имеют аномальный максимум в области около 500 Э. Рассмотрим этот максимум более подробно. На рис. 8 приведены упомянутые зависимости в линейном масштабе. Видим, что в обоих случаях кривые имеют практически симметричный близкий к колоколообразному вид. Амплитуды максимумов при увеличении кратности от 2 (кривые 1) до 3 (кривые 2) спадают для смещений в четыре раза и для эффективностей преобразования в два раза. При более высоких кратностях аномальный подъем вообще отсутствует.

Наличие максимума в поле 500 Э свидетельствует об усилении магнитоупругой связи в этом поле. Поскольку константа B_2 не меняется, причиной может быть только изменение компонент намагниченности. Однако исследование показывает, что компоненты m_x и m_y никакой аномалии не испытывают. Остается рассмотреть компоненту m_z , перпендикулярную плоскости пластины.

На рис. 9а показана зависимость компоненты m_z от поля h_0 (усредненная по времени). При поле $h_0 = 500$ Э, соответствующем аномальному максимуму, величина m_z составляет около 0.707 отн. ед., так что отклонение вектора намагниченности от нормали равно 45° (т.е. $m_z = \sqrt{2}/2$).

Согласно работе [15] взаимодействие магнитной и упругой систем происходит через граничные условия (3), т.е. является максимальным тогда, когда произведение $m_x m_z$ (или $m_y m_z$) имеет максимум. С учетом неизменности длины вектора намагниченности, можно принять

$$m_x = \sqrt{1 - m_z^2}, \tag{21}$$

откуда получаем

$$m_x m_z \rightarrow m_z \sqrt{1 - m_z^2}. \tag{22}$$

Вид этой функции в зависимости от m_z показан на рис. 9б, ее максимум приходится на $m_z = \sqrt{2}/2 \approx 0.7071...$ То есть максимальная связь между магнитной и упругой системами, реализуемая через посредство граничных условий, приходится на то значение нормальной компоненты намагниченности, при котором на зависимостях u_c и S_p от h_0 (см. рис. 8) наблюдается аномальный максимум. Таким образом, можно считать, что причиной аномального максимума является усиление магнитоупругой связи через граничные условия, имеющее место при амплитуде переменного поля, соответствующей отклонению прецессирующего вектора намагниченности от

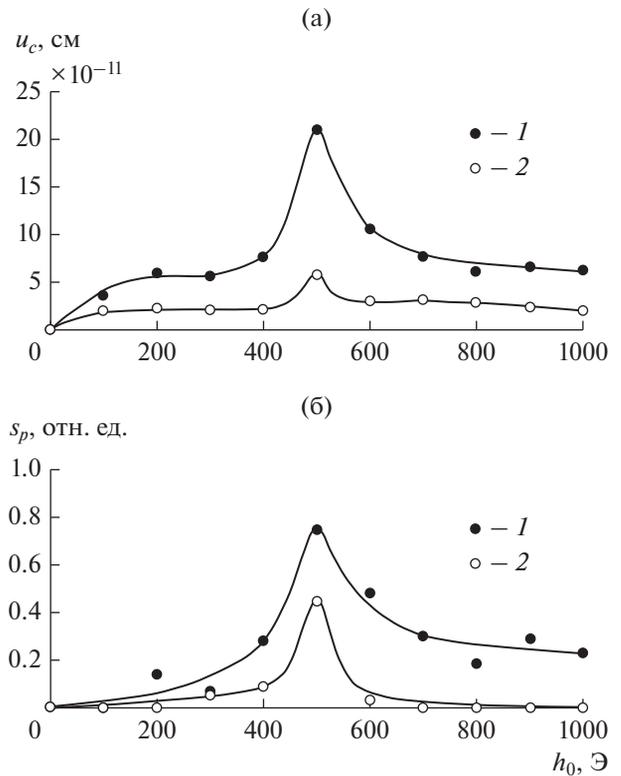


Рис. 8. Зависимости полного смещения (а) и эффективности преобразования (б) от амплитуды переменного поля при различной кратности умножения: $n = 2$ (1), 3 (2), точки – машинный эксперимент.

нормали к плоскости пластины на угол равный 45° . Такое отклонение является именно динамическим, а не статическим. Так, определение равновесного значения нормальной компоненты намагниченности в касательном поле, равном 500 Э, при остальных заданных параметрах задачи по методике, описанной в работе [24], дает $m_z \approx 0.9$, т.е. угол значительно меньший (около 25°).

По-видимому, динамическое увеличение угла отклонения можно рассматривать как раскрыв конуса прецессии, происходящий синхронно с вращающимся полем. При этом, благодаря сложению статического отклонения и динамического раскрыва прецессии, суммарный угол отклонения получается значительно большим, чем в классической статике.

Дополнительное исследование показывает, что колебания нормальной компоненты вектора намагниченности при умножении на два происходят точно синхронно с переменным полем, тогда как при умножении на три такой синхронизм заметно нарушается и появляется заметная примесь тройной частоты. При умножении с еще большей кратностью синхронизм нарушается еще более. Можно полагать, что именно такое нарушение

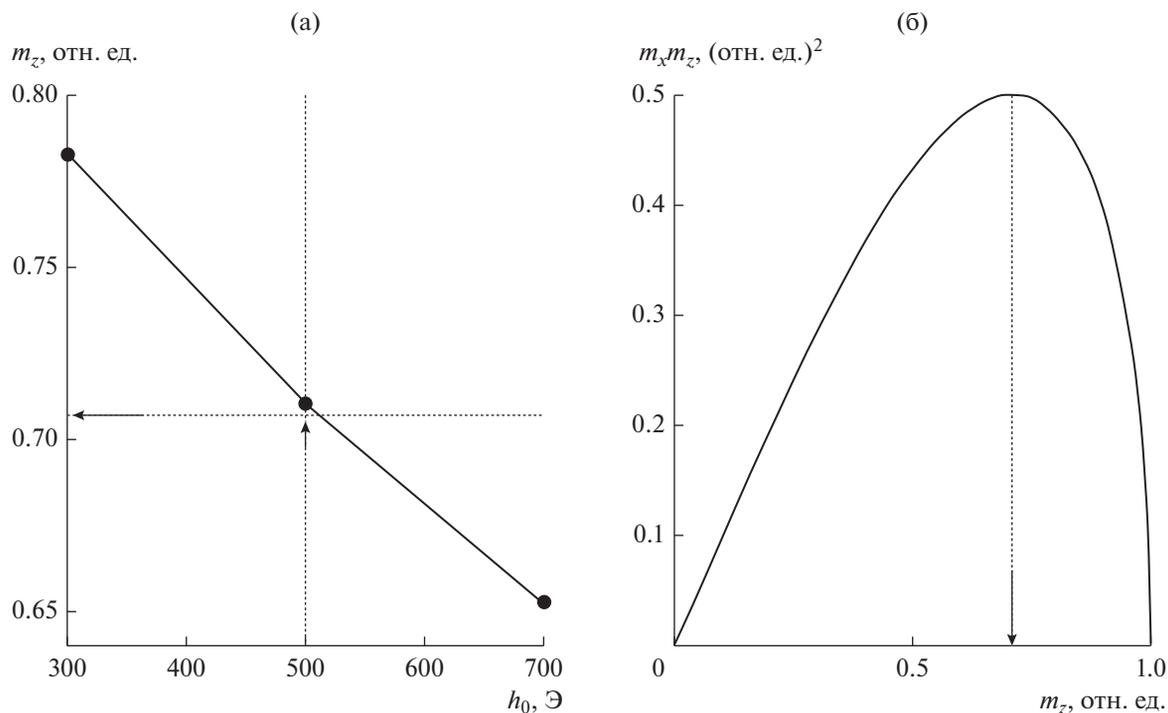


Рис. 9. Зависимость нормальной компоненты намагниченности от амплитуды переменного поля (а) и зависимость произведения компонент намагниченности $m_x m_z$ от величины компоненты m_z (б), точки — машинный эксперимент.

синхронизма и является причиной уменьшения амплитуды аномального максимума с увеличением кратности умножения, вплоть до его исчезновения при увеличении кратности больше четырех.

10. УДАРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ

Как показано в работе [21], основным механизмом, обеспечивающим деление частоты в режиме релаксации, является ударное возбуждение упругой системы за счет кратковременного воздействия магнитной. Рассмотрим, какую роль играет ударное возбуждение в процессе умножения частоты, которое является главным предметом данной работы. На рис. 10 представлены развертки магнитных и упругих колебаний при воздействии, ограниченном во времени. Для большей наглядности кратность умножения выбрана равной четырем, а амплитуда переменного поля $h_0 = 500$ Э.

Рис. 10а, 10б соответствует кратковременному действию магнитоупругой связи. Так, до времени 2×10^{-8} с константа B_2 равна удвоенной величине константы для ЖИГ (см. разд. 1), а после этого времени равна нулю. Из рис. 10а видно, что на амплитуде магнитных колебаний выключение константы никак не сказывается. Наблюдаемые биения отражают совокупность колебаний основной и умноженной частот. При изменении кратности их пе-

риод соответственно меняется. Амплитуда после окончания релаксации магнитных колебаний, начиная со времени около 1.5×10^{-8} с, сохраняется постоянной. Упругие колебания ведут себя иначе (рис. 10б): до момента выключения магнитоупругой связи их амплитуда постепенно устанавливается на более или менее постоянном уровне около 1.6×10^{-10} см, а после выключения резким скачком уменьшается до 0.7×10^{-8} см и затем медленно спадает. Какие-либо биения в этой области полностью отсутствуют. То есть здесь имеют место свободные упругие колебания на умноженной частоте, не отягощенные магнитоупругим взаимодействием, спадающие во времени в соответствии с собственным параметром затухания β (см. разд. 3).

Как было показано в работе [21, рис. 8], при делении высвобождение упругой системы от влияния магнитной приводит к резкому всплеску упругих колебаний, тогда как здесь амплитуда упругих колебаний в момент выключения связи, наоборот, уменьшается. Можно полагать, что причиной такого различия, является тот же факт меньшей величины периода упругих колебаний по сравнению с периодом магнитных (см. разд. 6), приводящий к значительному падению эффективности ударного возбуждения.

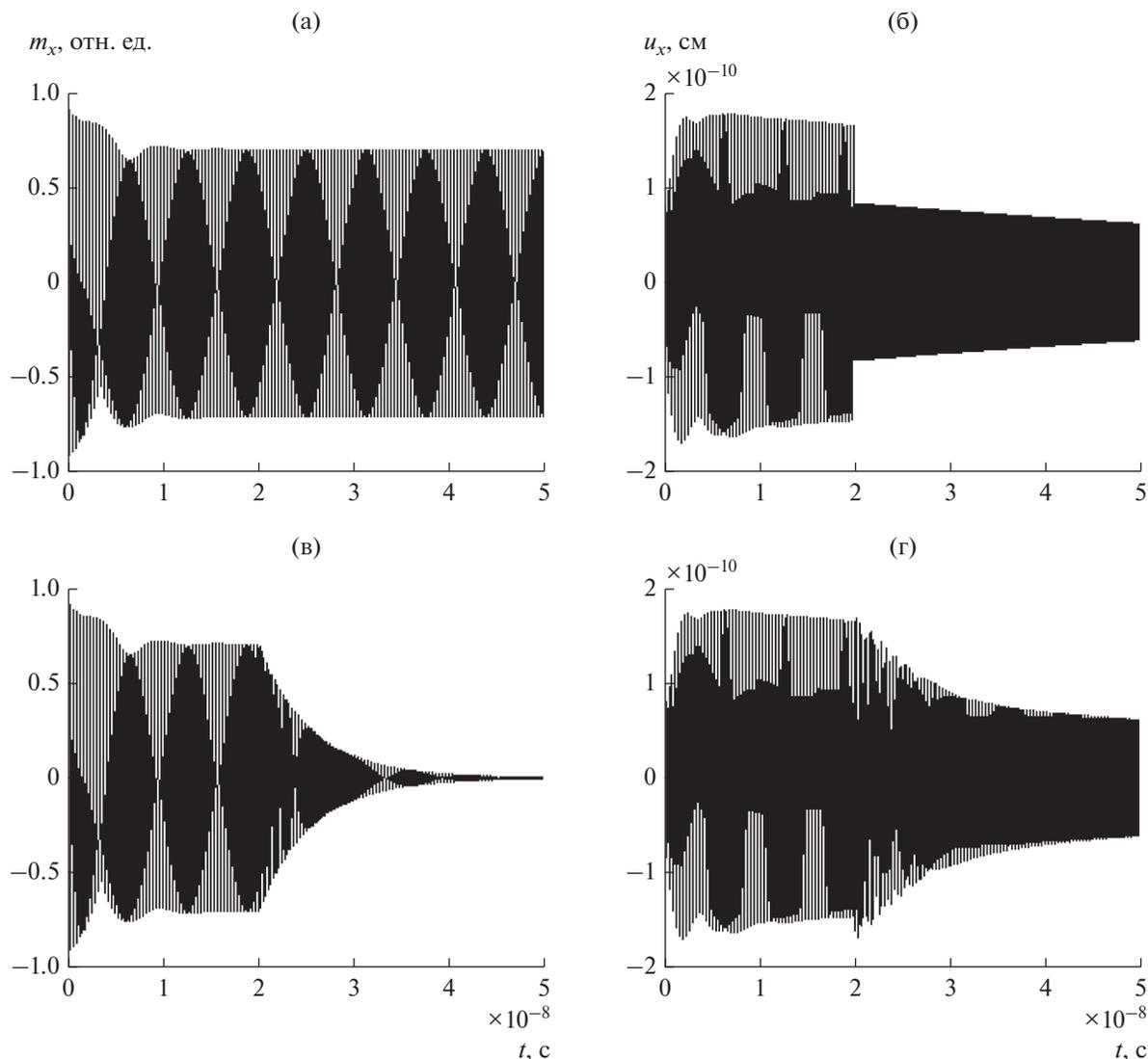


Рис. 10. Развертки во времени магнитных (а, в) и упругих (б, г) колебаний при ограниченной продолжительности действия магнитоупругой связи (а, б) и переменного поля (в, г). Кратность умножения равна 4, амплитуда переменного поля $h_0 = 500$ Э. Параметры: $4\pi M_0 = 1750$ Гс; $c_{44} = 7.64 \times 10^{11}$ эрг см⁻³; $\rho = 5.17$ г см⁻³; $B_2 = 13.92 \times 10^6$ эрг см⁻³; $\alpha = 0.01$, $\beta = 10^7$ с⁻¹; $H_0 = 2750$ Э.

Рис. 10в, 10г соответствует кратковременному действию возбуждения. Так, до времени 2×10^{-8} с амплитуда переменного поля равна 500 Э, а после этого момента переменное поле выключается. Константа магнитоупругого взаимодействия при этом всегда остается равной удвоенной величине для ЖИГ.

Магнитные колебания (рис. 10в), вышедшие уже на постоянное значение амплитуды около 0.75 отн. ед., с момента выключения возбуждения спадают по экспоненте в соответствии со своим временем релаксации. Упругие колебания (рис. 10г), тоже развившиеся к моменту выключения возбуждения до постоянной амплитуды в 1.6×10^{-10} см,

после выключения спадают, но не резко, а плавно, подобно магнитным колебаниям. Это происходит из-за того, что в первом случае после выключения связи какая-либо передача энергии от магнитной системы к упругой полностью отсутствует, тогда как во втором, благодаря сохранению величины константы B_2 , магнитная система продолжает питать упругую в той мере, в которой ее собственные колебания еще сохраняются. После полного затухания колебаний магнитной системы, т.е. при времени около 4×10^{-8} с (или по прошествии времени десятикратного спада $\tau_{10}^{(m)}$ после выключения возбуждения), колебания

упругой системы устанавливаются на том же уровне, что и в первом случае. При этом упругая система продолжает колебаться свободным образом с затуханием, в основном определяемым своим параметром β . Эти колебания происходят точно на умноженной частоте, так что какие-либо биения отсутствуют.

Таким образом, можно полагать, что умножение частоты в режиме релаксации аналогично делению происходит посредством механизма ударного возбуждения упругой системы за счет кратковременного воздействия магнитной, однако в отличие от случая деления эффективность такого механизма резко падает из-за относительной плавности нарастания магнитных колебаний по сравнению с периодом упругих.

Рассмотренный здесь случай относится к круговой поляризации поля возбуждения, когда генерация гармоник за счет нелинейности прецессии отсутствует. При линейной поляризации такая генерация имеет место, так что эффективность преобразования может измениться. Линейной поляризации авторы предполагают посвятить отдельную работу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В схеме магнотрипционного преобразователя рассмотрены связанные колебания намагниченности и упругого смещения в нормально намагниченной ферритовой пластине, возбуждаемые переменным полем круговой поляризации, частота которого совпадает с частотой ферромагнитного резонанса магнитной подсистемы. Показано, что в случае, когда резонансная частота упругой подсистемы в кратное число раз превышает резонансную частоту магнитной подсистемы, возможно возбуждение упругих колебаний на частоте упругого резонанса, что представляет собой процесс умножения исходной частоты в кратном отношении.

На примере умножения частоты на три показано, что успешное преобразование обеспечивается только в промежутке времени, начало и конец которого заметно удалены от времен десятикратного спада как магнитных, так и упругих колебаний, причем время релаксации упругих колебаний должно значительно превышать время релаксации магнитных.

Для количественной оценки процесса умножения введен параметр эффективности преобразования, равный отношению среднего арифметического вклада преобразованной частоты за два полупериода колебаний к полной их амплитуде.

Установлено, что по сравнению с делением умножение частоты является значительно более критичным к внешним условиям, то есть требует большего уровня возбуждения, происходит в

меньший промежуток времени и обладает меньшей эффективностью. В качестве причины высокой критичности указано снижение эффективности ударного возбуждения как основного механизма преобразования из-за кратного превышения периода возбуждения над периодом преобразованных колебаний.

На основе анализа зависимостей полной амплитуды и эффективности преобразования от времени показано, что обе они спадают по экспоненциальному закону, причем в пределе амплитуда стремится к установившемуся постоянному значению, а эффективность стремится к нулю. С увеличением кратности как полная амплитуда, так и эффективность преобразования уменьшаются, что также соответствует ударному механизму возбуждения.

Исследована зависимость амплитуды упругих колебаний и эффективности преобразования от уровня возбуждения. Показано, что полная амплитуда с увеличением возбуждения от нуля растет примерно пропорционально кубическому корню из амплитуды поля возбуждения, тогда как эффективность преобразования начинает расти только при значительном уровне возбуждения по закону, близкому к линейному, вплоть до единицы, где приходит к насыщению.

На той и другой зависимостях при небольших кратностях умножения обнаружен сильно выраженный аномальный максимум. Показано, что уровень возбуждения, требуемый для реализации такого максимума, соответствует динамическому отклонению вектора намагниченности от нормали к плоскости пластины на 45° , при котором связь магнитной и упругой систем через граничные условия является максимальной.

Для выявления роли ударного механизма в процессе умножения частоты рассмотрено выключение магнитоупругого взаимодействия в момент времени после окончания релаксации магнитной системы. Показано, что в результате такого выключения амплитуда упругих колебаний на умноженной частоте сначала несколько (примерно в два раза) падает, после чего упругие колебания происходят свободным образом точно на умноженной частоте вплоть до полного их затухания. При выключении внешнего воздействия с сохранением магнитоупругой связи упругие колебания следуют магнитным вплоть до окончания магнитной релаксации, после чего продолжают на умноженной частоте до полного затухания. Показано, что оба вида такого поведения полностью соответствуют механизму ударного возбуждения упругой системы за счет кратковременного воздействия магнитной. В отличие от случая деления при умножении отмечено снижение эффективности ударного механизма, обусловленное отно-

сительной плавностью нарастания магнитных колебаний в сравнении с периодом упругих.

Авторы признательны В.С. Власову (Сыктывкарский государственный университет) за помощь на предварительных этапах и постоянное стимулирующее внимание к работе.

Численный анализ развития колебаний во времени выполнен за счет гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-02-01138-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кукучи Е.* Ультразвуковые преобразователи. М.: Мир, 1972.
2. *Голямина И.П.* // Физика и техника мощного ультразвука. Кн. 1. Источники мощного ультразвука. М.: Наука, 1967.
3. *Comstock R.L., LeCraw R.C.* // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. № 10. P. 3022.
4. *Ле-Кроу Р., Комсток Р.* // Физическая акустика. Т. 3Б. Динамика решетки. М.: Мир, 1968. С. 156.
5. *Vommel H.E., Dransfeld K.* // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. № 2. P. 83.
6. *Spencer E.G., Denton R.T., Chambers R.P.* // Phys. Rev. 1962. V. 125. № 6. P. 1950.
7. *Моносов Я.А.* Нелинейный ферромагнитный резонанс. М.: Наука, 1971.
8. *Захаров В.Е., Львов В.С., Старобинец С.С.* // Успехи физ. наук. 1974. Т. 114. № 4. С. 609.
9. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Темиряев А.Г., Тихомирова М.П.* // РЭ. 1999. Т. 44. № 10. С. 1262.
10. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Темиряев А.Г., Тихомирова М.П.* // ФТТ. 2000. Т. 42. № 6. С. 1062.
11. *Семенцов Д.И., Шутый А.М.* // Успехи физ. наук. 2007. Т. 177. № 8. С. 831.
12. *Власов В.С.* Исследование релаксационной и нелинейной динамики магнитных и магнитоупругих колебаний пленок и частиц. Дис. ... канд физ.-мат. наук. М.: МГУ, 2007. 149 с.
13. *Карпачев С.Н., Власов В.С., Котов Л.Н.* // Вестник МГУ. Сер. 3. 2006. № 6. С. 60.
14. *Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // Сб. тр. XVI Междунар. конф. "Радиолокация и радиосвязь". Москва—Фирсановка. М.: МЭИ, 2008. С. 197.
15. *Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // РЭ. 2009. Т. 54. № 7. С. 863.
16. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 5. С. 482.
17. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // Сб. трудов XXII Междунар. конф. "Электромагнитное поле и материалы". М.: НИУ МЭИ, 2014. С. 139.
18. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // Сб. трудов XXII Междунар. конф. "Электромагнитное поле и материалы". М.: НИУ МЭИ, 2014. С. 153.
19. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // Журн. радиоэлектроники. 2015. № 9. <http://jre.cplire.ru/jre/sep15/4/text.pdf>.
20. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // Журн. радиоэлектроники. 2015. № 9. <http://jre.cplire.ru/jre/oct15/1/text.pdf>.
21. *Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // РЭ. 2017. Т. 62. № 9. С. 911.
22. *Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.* Основы теории колебаний. М.: Наука, 1978.
23. *Гоноровский И.С.* Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь, 1986.
24. *Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // РЭ. 2010. Т. 55. № 6. С. 689.
25. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 6. С. 572.