

УДК 537.634.2

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ СВЕРХБЫСТРОЙ МАГНИТОАКУСТИКИ (ОБЗОР)

© 2022 г. В. С. Власов^{а, *}, А. В. Голов^{а, **}, Л. Н. Котов^а, В. И. Щеглов^б,
А. М. Ломоносов^с, В. В. Темнов^{д, е}

^аСыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина,
Октябрьский пр. 55, Сыктывкар, 167001 Россия

^бИнститут радиотехники и электроники Российской академии наук,
ул. Моховая 11, корп. 7, Москва, 125009 Россия

^сНаучно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук,
ул. Бутлерова 15, Москва, 117342 Россия

^дInstitut des Molécules et Matériaux du Mans, UMR CNRS 6283,
Le Mans Université, 72085 Le Mans, France

^еLSI, Ecole Polytechnique, CEA/DRF/IRAMIS, CNRS, Institut Polytechnique de Paris,
F-91128, Palaiseau, France

*e-mail: vlasovvs@syktsu.ru

**e-mail: antongolov@mail.ru

Поступила в редакцию 09.06.2021 г.

После доработки 09.06.2021 г.

Принята к публикации 22.09.2021 г.

Приведен обзор актуальных направлений исследований в области сверхбыстрой магнитоакустики. Рассмотрены эффекты взаимодействия сверхкоротких (пикосекундных) акустических импульсов с магнитной подсистемой магнитных пленок и частиц, взаимодействие поверхностных акустических волн, возбужденных фемтосекундными лазерными импульсами с магнитными наноструктурами. Отдельным направлением современной сверхбыстрой магнитоакустики является взаимодействие поверхностных акустических волн с магнитной подсистемой в планарных наноструктурах. На данный момент недостаточно выявлены условия этого взаимодействия для неоднородных типов колебаний намагниченности и недостаточно изучены также эффекты взаимодействия поверхностных акустических волн с метаповерхностями. Одним из перспективных способов возбуждения и детектирования поверхностных магнитоупругих волн в металлических пленках и планарных наноструктурах является использование техники “transient grating”, которая позволяет использовать современные фемтосекундные лазеры и имеет очень хорошее временное разрешение. Проанализированы основные результаты экспериментов по возбуждению магнитоупругих колебаний в пленках и планарных периодических наноструктурах при сверхбыстром лазерном возбуждении, а также проводится анализ моделей магнитоупругой нелинейной динамики, полученных за последнее десятилетие исследователями по всему миру.

Ключевые слова: магнитоакустика, сверхбыстрые явления, акустические волны, нелинейные колебания и волны, спиновые волны, магнитные наноструктуры

DOI: 10.31857/S0320791922010075

ВВЕДЕНИЕ

Управление магнитным состоянием наносистем имеет большую важность, как в плане фундаментальной физики, так и в приложениях. Особенно это актуально для реализации сверхбыстродействующих компактных и энергоэффективных устройств электроники и спинтроники. Среди явлений и устройств магнитоэлектроники можно выделить магнитоупругие явления и устройства стрейнтроники, в которых магнитным состоянием наносистем управляют с помощью воздей-

ствия упругими импульсами. Такие устройства отличаются высокими энергоэффективностью и скоростью [1, 2]. В последние десятилетия возникла новая область магнитоакустики – сверхбыстрая магнитоакустика, связанная с взаимодействием сверхкоротких (пикосекундных) акустических импульсов с магнитными структурами [3]. Создание таких коротких акустических импульсов стало возможным благодаря применению фемтосекундных лазеров для генерации этих импульсов структурами [4]. Импульсы, за счет

сжатия во времени энергии лазера, получаются достаточно большой амплитуды. Амплитуда деформации в импульсе доходит до единиц процентов и близка к пределу пластической деформации твердого тела [4]. Такими импульсами можно значительно изменять магнитные свойства вещества, воздействуя на магнитную подсистему наноструктур. Обзору процессов взаимодействия мощных упругих импульсов с магнитной подсистемой магнитных многослойных наноструктур и наночастиц посвящена данная статья.

Обзор организован следующим образом. Вначале мы рассмотрим механизмы магнитоупругого взаимодействия в магнитных структурах и основные уравнения сверхбыстрой магнитоакустики. Затем коснемся конкретных работ по взаимодействию сверхкоротких акустических импульсов с многослойными магнитными наноструктурами. В третьей части обзора мы опишем работы, связанные со сверхбыстрым возбуждением связанных магнон-фононных мод в частицах и со сверхбыстрым магнитоупругим перемагничиванием наночастиц и наноструктур. В четвертой части обзора будут рассмотрены работы по возбуждению очень коротких спиновых волн в магнитных тонких пленках сверхкороткими упругими импульсами. В пятой части обзора мы коснемся взаимодействия поверхностных акустических волн (ПАВ), возбужденных с помощью ультракоротких лазерных импульсов с магнитной системой планарных структур. В шестой части обзора мы разберем в целом нерешенные проблемы и осветим перспективы развития сверхбыстрой магнитоакустики.

МЕХАНИЗМЫ МАГНИТОУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ СВЕРХБЫСТРОЙ МАГНИТОАКУСТИКИ

Сверхбыстрая магнитоакустика основывается на явлении магнитострикции, связанном с взаимодействием магнитной и упругой подсистем магнитной среды [5]. Различают прямую и обратную магнитострикцию. При прямой магнитострикции изменение намагниченности ведет к изменению геометрических размеров образца. При обратной магнитострикции, напротив, изменение размеров или акустические колебания приводят к колебаниям намагниченности. Оба эффекта могут быть описаны в рамках феноменологической теории магнитоупругости. При этом мы рассматриваем плотность энергии магнитно-образца в виде [6]:

$$F = F_Z + F_k + F_{ex} + F_d + F_{me}, \quad (1)$$

$$F_{me} = \frac{B_1}{M^2} \sum_i M_i^2 \varepsilon_{ii} + \frac{B_2}{M^2} \sum_i \sum_{i \neq j} M_i M_j \varepsilon_{ij}, \quad (2)$$

где F_Z — плотность Зеемановской энергии, F_k — плотность энергии магнито-кристаллографической анизотропии, F_{ex} — плотность обменной энергии, F_d — плотность энергии диполь-дипольного взаимодействия, F_{me} — плотность магнитоупругой энергии, B_1 и B_2 — первая и вторая константы магнитоупругости, ε_{ij} — тензор упругой деформации. Для описания магнитной динамики используется уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}} \right), \quad (4)$$

где \mathbf{M} — вектор намагниченности, γ — гиромагнитное отношение, μ_0 — абсолютная магнитная проницаемость вакуума, α — параметр магнитной диссипации, \mathbf{H}_{eff} — эффективное магнитное поле. При неоднородных колебаниях намагниченности (спиновых волнах) уравнение (3) должно быть дополнено граничными условиями для намагниченности.

Для описания упругой динамики используется уравнение для упругих смещений:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \sigma_{ji}}{\partial x_j}, \quad (5)$$

где u_i — компоненты вектора упругих смещений, ρ — плотность, σ_{ji} — тензор напряжений, определяемый линейным законом Гука: $\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl}$, где C_{ijkl} — тензор упругости и тензор упругой деформации линеаризован:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (6)$$

Уравнение (5) должно быть дополнено граничными условиями равенства нулю нормальных компонент тензора напряжений на свободных границах, а в слоистых структурах также непрерывности всех компонент смещения и нормальных компонент тензора напряжений на границах раздела. В результате получается связанная система уравнений в частных производных, описывающая взаимодействие упругой и магнитной подсистем [7]. Она может быть решена, например, численными методами микромагнитного моделирования. В некоторых работах, для несложных граничных задач, решение находится аналитически методом разложения решения по собственным функциям [8, 6, 7]. Для случая однородных колебаний намагниченности система (3)–(5) сводится к системе из 7 дифференциальных уравнений для одного слоя и 30 уравнений для 2-х слойной структуры [6, 7].

Впервые динамику намагниченности при сверхбыстром лазерном возбуждении (метод “накачки-зонда”) в никеле наблюдал Биго в работе 1996 г. [9]. Было обнаружено сверхбыстрое размагничивание образца за характерное время порядка 100 фемтосекунд, т.е. намного быстрее времени электрон-фононной релаксации в металлах (~1 пикосекунды). Для описания этого явления была использована трехтемпературная модель, которая позволяет описать динамику взаимодействия электронной, фононной и магнитной подсистем. Трехтемпературная модель для электронной (e), спиновой (s) систем и решетки (l) описывается следующими уравнениями [9]:

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) + \frac{1}{\xi} S(t) \exp\left(-\frac{z}{\xi}\right) - g_{el}(T_e - T_l) - g_{es}(T_e - T_s), \quad (7)$$

$$C_l(T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} = -g_{el}(T_l - T_e) - g_{ls}(T_l - T_s), \quad (8)$$

$$C_s(T_s) \frac{\partial T_s}{\partial t} = -g_{es}(T_s - T_e) - g_{ls}(T_s - T_l), \quad (9)$$

где C_i и T_i – теплоемкость единицы объема и температура каждой системы, ось z – внутренняя нормаль к поверхности магнитной структуры, g_{ij} – коэффициент связи между двумя системами, κ – электронная теплопроводность, ξ – глубина проникновения оптического излучения, $S(t)$ – поглощенная мощность лазерного излучения на единицу поверхности.

Так как теплоемкость электронов гораздо ниже, чем решетки, то поглощение энергии лазерного излучения вызывает быстрый рост именно температуры электронов T_e , а температура решетки T_l остается низкой. В ферромагнитных металлах после процесса термолизаии электронов (установления теплового равновесия между электронами и спинами), длящегося несколько сотен фс, температура электронов T_e практически равна спиновой температуре T_s , и может быть применена более простая двухтемпературная модель:

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) + \frac{1}{\xi} S(t) \exp\left(-\frac{z}{\xi}\right) - g_{el}(T_e - T_l), \quad (10)$$

$$C_l(T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} = -g_{el}(T_l - T_e). \quad (11)$$

В результате поглощения короткого светового импульса и его быстрой термолизаии происходит повышение температуры материала, экспоненциально затухающее по глубине как $T \sim \exp(-z/\xi)$ [10, 11]. В начальный момент времени смещения

и деформации равны нулю, и упругое напряжение определяется исключительно температурой [10]:

$$\sigma_{ij} = -\beta T C_{ijkl} \delta_{ij} \delta_{jk} \delta_{kl}, \quad (12)$$

где β – линейный коэффициент теплового расширения, δ_{ij} – символ Кронекера. Заметим, что в начальный момент распределение напряжения по глубине повторяет экспоненциальное распределение температуры (рис. 1а). Быстрое возникновение термоупругого напряжения у поверхности генерирует импульсы упругой деформации, распространяющиеся в обоих направлениях вдоль максимального градиента напряжения, т.е. от и к поверхности в случае сильного поглощения света, как показано на рис. 1б.

Если поверхность образца свободная, то импульс, бегущий к поверхности, отражается от нее с инвертированием, формируя антисимметричный импульс упругой деформации, как показано на рис. 1в. В другом предельном случае жесткой поверхности инвертирование не происходит, и результирующий импульс остается однополярным с удвоенной амплитудой [10].

Все эксперименты по сверхбыстрому лазерному возбуждению можно разделить на два вида схем: 1) лазерные импульсы накачки и зонда падают на одну среду, обычно магнитную пленку на подложке, магнитную частицу или наноструктуру; 2) используется многослойная структура, импульс накачки падает на один слой, который играет роль термоупругого преобразователя и разделен достаточно толстой прослойкой от магнитного слоя, на который падает зондирующий импульс. При этом температура второго слоя не меняется, так что величина намагниченности сохраняется постоянной, меняется лишь ее ориентация при воздействии упругого импульса, прошедшего от первого слоя. Схема первого вида использовалась в пионерской работе Биго [9] и многих следующих работах [12, 3]. Схема второго вида используется, например, в работах [13–16]. Ко второму виду можно также отнести случай возбуждения лазером упругой волны в одном месте диэлектрической подложки термоупругим преобразователем и частицы или наноструктуры, находящихся на той же подложке на достаточно большом расстоянии от преобразователя, чтобы не происходило нагрева частицы. Подобная схема реализуется в работах [2, 17, 18].

Таким образом, в случае сверхбыстрого лазерного возбуждения возмущающей силой магнитоупругих колебаний будет акустическая волна, описываемая уравнением (5). Действие упругого импульса на магнитный образец сводится к учету в уравнении (2) первого слагаемого (продольная деформация) и дальнейшего учета в уравнении

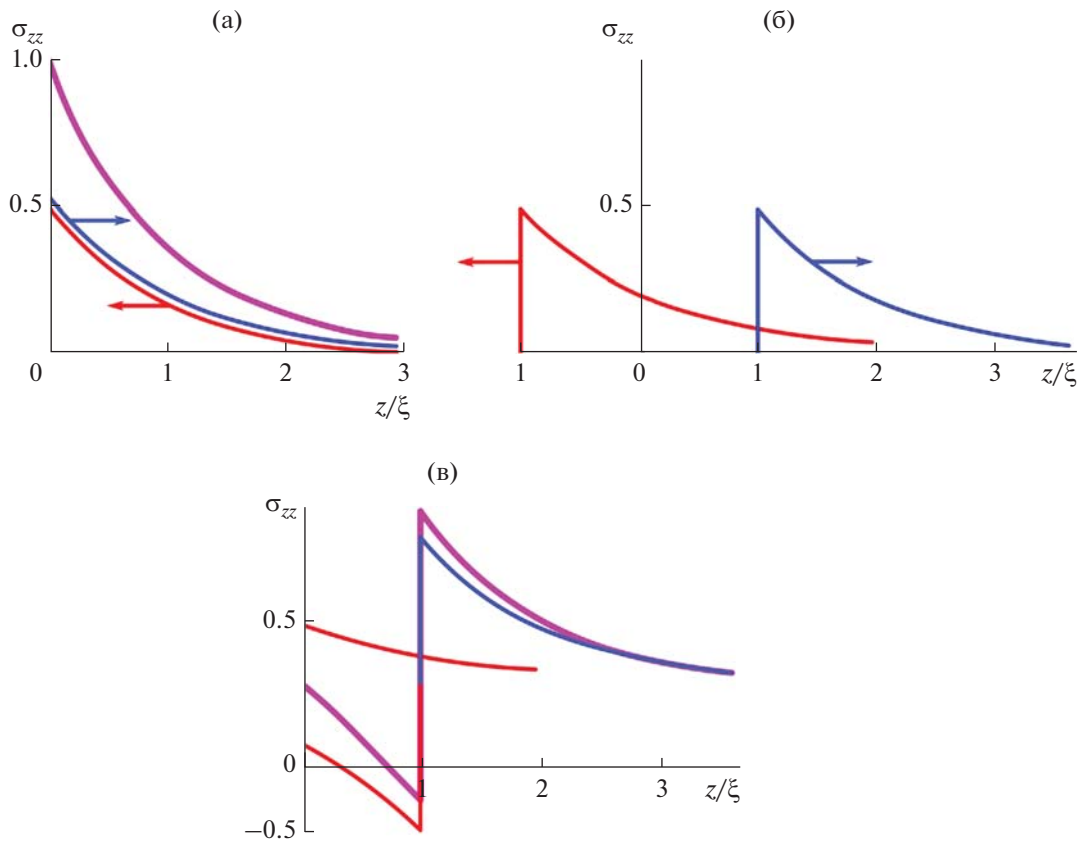


Рис. 1. Формирование термоупругого импульса при сильном поглощении короткого лазерного импульса. Рисунок адаптирован из работы [10].

(3) магнитоупругого вклада, путем подстановки уравнения (2) в уравнение (4), а затем в (3). Сверхбыстрое изменение намагниченности в случае схемы 1, при нагреве магнитного образца также приводит к генерации магнитных и электромагнитных колебаний, в том числе в терагерцовом диапазоне частот [19, 20]. Но эти эффекты мы оставим в основном за рамками нашей статьи, так как они касаются чисто магнитных колебаний. Можно учесть изменение намагниченности при скачке температуры и последующем ее уменьшении в магнитном слое, используя закон Кюри–Вейсса, как это сделано, например, в работе Биго [21]. При этом модуль намагниченности будет зависеть от времени по следующему закону:

$$M(T_e(t)) = M_s \sqrt{1 - \left(\frac{T_e}{T_c}\right)^2} \quad \text{при } T_e \leq T_c \quad (13)$$

и

$$M = 0 \quad \text{при } T_e > T_c, \quad (14)$$

где T_c – температура Кюри ферромагнитного материала, M_s – намагниченность насыщения при $T_e = 0$. Магнитные колебания могут в этом случае рассчитываться из уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (3) с учетом меняющегося со временем модуля намагниченности. Такая модель применяется в некоторых работах [22].

В ряде работ рассматривается динамика магнитной подсистемы на основе уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (3) с учетом того, что упругое воздействие задано [2, 23, 24]. Тем самым вместо системы уравнений магнитоупругости берется лишь одно векторное уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (3) с учетом заданного упругого импульса в соответствии с двухтемпературной моделью. Но в некоторых работах [17, 25] рассматривается связанная магнитоупругая динамика с использованием полной модели, т.е. кроме уравнений двухтемпературной модели также учитываются уравнения (3), (5).

Далее рассмотрим последовательно разные задачи и эксперименты по сверхбыстрой магнитоакустике.

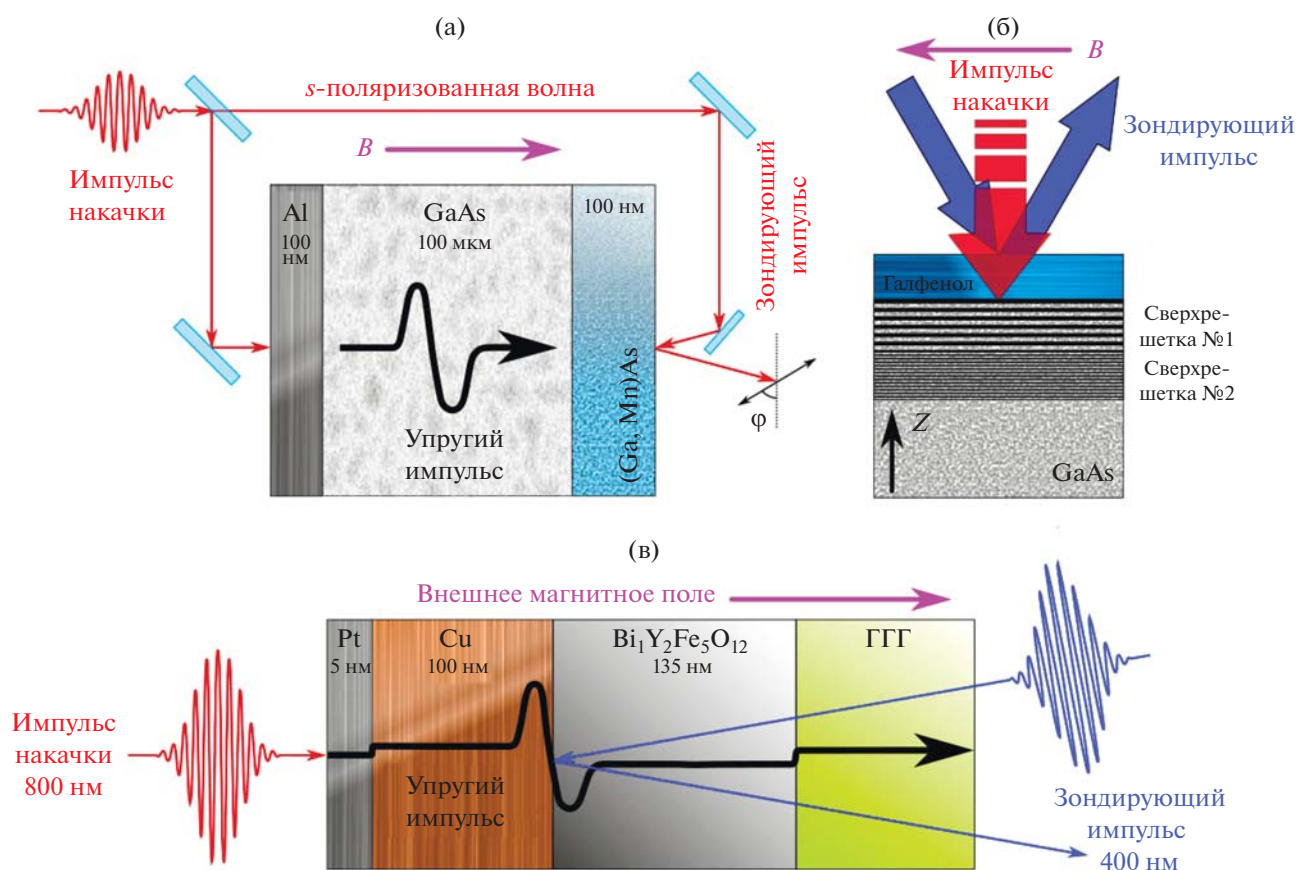


Рис. 2. Геометрии задач в работах с возбуждением магнитных колебаний в многослойных структурах сверхкороткими упругими импульсами. Рисунки адаптированы из следующих работ: (а) – из работы [13], (б) – из работы [27], (в) – из работы [16].

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕРХКОРОТКИХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ С МАГНИТНЫМИ МНОГОСЛОЙНЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ

Сгенерированные сверхкороткие упругие импульсы могут возбуждать магнитные и магнитоупругие колебания в различных наноструктурах.

В работе Щербакова и др. [13] изучается взаимодействие таких коротких импульсов с полупроводниковой трехслойной структурой на основе GaAs (арсенида галлия), с включением в нее магнитного слоя (GaMn)As. Как утверждается в работе, эффекты магнитоупругого взаимодействия связаны с высокой чувствительностью анизотропии в магнитных полупроводниках к воздействию коротких упругих импульсов [13]. Геометрия экспериментов показана на рис. 2а. Эксперимент проводится с использованием трехслойной структуры. На слой немагнитного полупроводника (арсенида галлия) помещается тонкий слой металла, за слоем арсенида галлия находится слой (GaMn)As – магнитного полупроводника. Мощный короткий импульс фемтосекундного лазера поглощается металлической пленкой, в которой

формируется сверхкороткий (пикосекундный) импульс акустической волны (рис. 2а). Двигаясь далее через слой арсенида галлия, импульс попадает в слой (GaMn)As. При этом зондирующий импульс лазера фокусируется на слое (GaMn)As и отраженный лазерный импульс попадает в детектор, где анализируется сигнал Керра [13]. Толщина слоя (GaMn)As была 200 нм. Постоянное магнитное поле в эксперименте было направлено перпендикулярно плоскости структуры. При этом вектор намагниченности выходит из плоскости. И это приводит к увеличению эффективности магнитоупругого взаимодействия [13].

Во время и после прохождения упругим импульсом слоя (GaMn)As, в нем наблюдаются магнитные колебания, зафиксированные по сигналу Керра. Амплитуда магнитных колебаний с частотой примерно 10 ГГц, наблюдающихся после прохождения упругим импульсом слоя (GaMn)As, сильно зависит от напряженности постоянного магнитного поля. Авторы работы [13] предполагают, что возбуждаемые магнитные колебания являются однородной модой прецес-

сии намагниченности – ферромагнитным резонансом (ФМР).

В работе [26] в той же геометрии авторы наблюдают уже возбуждение неоднородных колебаний намагниченности. Но в отличие от предыдущей работы, постоянное магнитное поле было направлено по касательной к поверхности слоя (GaMn)As.

В следующей работе [22] упомянутой экспериментальной группы рассматривается возбуждение магнитных колебаний с помощью воздействия 2 пикосекундных упругих импульсов, представляющих собой импульсы продольной и сдвиговой волн, возбуждаемые при попадании упругого импульса продольной волны в слой кристалла арсенида галлия ориентации (311). Слой арсенида галлия находится между термоупругим преобразователем в виде тонкого слоя алюминия и магнитоупругим слоем (GaMn)As.

В последующих двух работах [28, 27] рассматривается уже воздействие упругих волн на слой магнитного полупроводника галфенола. Принципиальным отличием геометрии эксперимента в работе [27] является то, что лазерный импульс накачки поглощается непосредственно слоем галфенола, в отличие от работы [28], где используется геометрия, подобная ранее упомянутым работам [13, 26]. Геометрия эксперимента в работе [27] показана на рис. 26. Еще одним отличием работы [27] является использование в многослойной структуре акустических брэгговских зеркал (сверхрешетка № 1, сверхрешетка № 2), выращенных из чередующихся слоев GaAs/AlAs, для формирования гармонического акустического сигнала. С помощью постоянного магнитного поля, направленного в плоскости слоя галфенола, подстраивается частота магнитного резонанса под частоту акустического резонанса (рис. 26). От брэгговских зеркал резонансно отражаются акустические волны с двумя частотами, соответствующими периодам зеркал. Отраженный зондирующий импульс лазера попадает на детектор, в котором анализируется сигнал Керра и определяется магнитная динамика.

В работах [15, 16] были проведены эксперименты по возбуждению колебаний намагниченности сверхкороткими упругими импульсами в структуре Pt/Cu/Bi₁Y₂Fe₅O₁₂/ГГГ, где Bi₁Y₂Fe₅O₁₂ – железо-иттриевый гранат (ЖИГ) с примесью висмута, ГГГ – подложка из гадолиний-галлиевого граната. Геометрия эксперимента изображена на рис. 2в. В качестве активного магнитоупругого слоя использовался слой ЖИГ с примесью висмута. Лазерный импульс накачки с длиной волны 800 нм фокусируется на тонком слое Pt толщиной 5 нм и в слоях Pt/Cu формируются импульсы горячих электронов и упругий импульс, которые двигаются на слой Bi₁Y₂Fe₅O₁₂. Зондиру-

ющий импульс с длиной волны 400 нм фокусируется с противоположной стороны многослойной структуры через подложку ГГГ (рис. 2в). Постоянное магнитное поле направлено перпендикулярно слоям. В результате, в слое Bi₁Y₂Fe₅O₁₂ возбуждаются стоячие обменные волны (магноны), вплоть до пятой собственной моды, с частотой 15 ГГц [16]. Акустический механизм возбуждения магнонов в работе [16] остается под большим вопросом, так как нельзя исключить термический механизм их возбуждения [29]. Экспериментальные данные в работе [16] (см. рис. 3а из работы [16]) показывают, что термически индуцированная динамика намагниченности на самом деле доминирует и ее амплитуда намного превышает амплитуду когерентных магнонов. Поэтому механизм возбуждения магнонов в работе [16], скорее всего, будет термическим, подобным работам [30, 31]. Действительно, диффузия горячих электронов, возбужденных фемтосекундным лазерным импульсом, приводит к сверхбыстрому нагреву всего слоя меди на временах, не превышающих несколько пикосекунд [29]. Таким образом, температурная динамика в слое Bi₁Y₂Fe₅O₁₂ будет определяться пространственно неоднородным нагревом ЖИГ благодаря практически мгновенно нагретому слою меди. Возбуждение магнонов будет определяться изменением константы анизотропии при изменении температуры. Такой механизм возбуждения обменных магнонов подробно описан в работе [30].

В работе [25] рассмотрено теоретическое описание задачи о возбуждении прецессии намагниченности мощными акустическими импульсами в схеме “накачки–зонда” для нормально намагниченной пластины, обладающей магнитоупругими свойствами. Трехслойная структура представляла собой подложку (буферный слой), на обеих поверхностях которой нанесены две пленки, одна из которых играет роль термоупругого преобразователя, а вторая – магнитоупругую среду, на которую действуют упругие импульсы, приходящие от термоупругого преобразователя через подложку. Упругий импульс, попадая на вторую пленку, возбуждает в ней за счет магнитоупругости интенсивные колебания намагниченности [25]. 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 ширина фронта импульса упругой деформации. При этом начальный фронт предполагается имеющим прямоугольный харак-

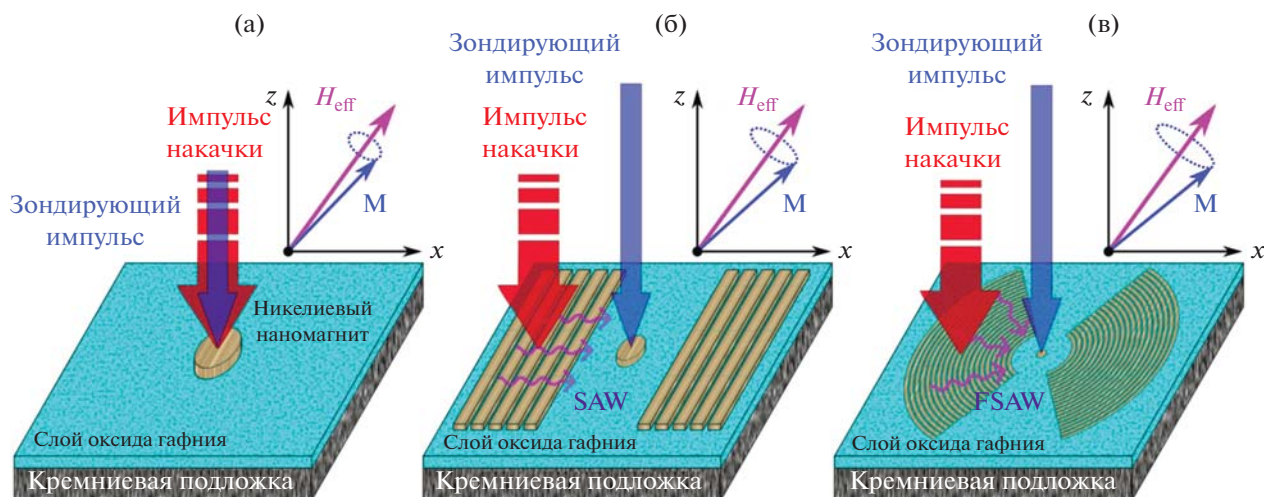


Рис. 3. Иллюстрация экспериментов, которые позволяют возбуждать и считывать магнитные колебания в наномagnитах: (а) — для изолированного наномagnита Ni без окружающих решеток и наномagnита Ni, окруженных (б) — прямыми и (в) — дугообразными решетками. Выше рисунков показана магнитная прецессия с различными амплитудами вокруг эффективного поля для трех различных конфигураций в приложенном поле ~ 2.6 кЭ, соответственно. Рисунок адаптирован из работы [40].

тер, время установления которого значительно меньше времени периода свободных упругих и магнитных колебаний [25].

Рассмотрены три возможных варианта формирования конечного фронта импульса упругого смещения: режимы малого, среднего и большого затухания. Показано, что в режиме малого затухания на фронте импульса формируются интенсивные осцилляции, частота которых равна резонансной, а амплитуда в несколько раз может превышать амплитуду исходного импульса. В режиме среднего упругого затухания на 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 затухания за фронтом упругого импульса формируется спад аperiodического характера. При этом в момент начала действия упругого импульса возбуждаются сильные магнитные колебания. 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 периодически следуют той же последовательности развития, что и для одиночного импульса. 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. Таким образом, в течение действия каждого упругого импульса частота магнитных колебаний резко возрастает, а между упругими импульсами стремится к собственной [25].

СВЕРХБЫСТРОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЯЗАННЫХ МАГНОН-ФОННОНЫХ МОД В НАНОЧАСТИЦАХ И СВЕРХБЫСТРОЕ МАГНИТОУПРУГОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ

В работах группы из университета Калифорнии Санта-Круз (США) проводились эксперименты по возбуждению ПАВ и магнитоупругих волн (МУВ) в системе магнитных частиц и нанополосок из немагнитного металла [32]. Для случая возбуждения динамики намагниченности переменным ВЧ или СВЧ магнитным полем электромагнитной волны (ЭМВ), переменное магнитное поле обычно перпендикулярно постоянному и не зависит от ориентации намагниченности [8, 6, 33]. Напротив, магнитоупругая

энергия и, соответственно, магнитоупругое поле сильно зависят от составляющих намагниченности и деформации в уравнении (2), что обеспечивает характерные отклики для магнитной динамики, вызванной ПАВ [24, 34–36]. Например, по сравнению с динамикой намагниченности, вызванной тепловым импульсом из-за сверхбыстрого размагничивания, были получены отличные результаты при использовании возбуждения динамики намагниченности в наночастицах с помощью ПАВ [32]. В работе [37] рассматривается два разных способа возбуждения магнитоупругих колебаний в наночастице никеля: прямое воздействие сфокусированного лазерного импульса на частицу и воздействие ПАВ, создаваемой действием лазера на решетку из немагнитных полосок. При воздействии теплового импульса фемтосекундного лазера происходит квази-мгновенное размагничивание никелевой наночастицы. Затем, в течение нескольких пикосекунд намагниченность восстанавливается и затем следует закону затухающих колебаний [32], в то время как динамика намагниченности, управляемая акустическими волнами, показывает увеличение амплитуды магнитных колебаний в течение первой наносекунды, поскольку требуется время для прохождения акустической волны к наномagnиту [37].

В работах упомянутой выше группы также определялось затухание магнитных колебаний в частицах, возбужденных ПАВ. Рассматривались периодические массивы наномagnитов из трех различных материалов (Ni, Co и TbFe) [38]. Эффективная константа магнитного затухания этих материалов была успешно определена, и по величине она сравнивалась с собственным затуханием при больших приложенных полях. Однако при слабых полях внутренние свойства материалов маскировались из-за сигналов от нескольких элементов наноструктуры. Совсем недавно ФМР, управляемый ПАВ, был обнаружен для одного наномagnита [37], что позволяет определить внутреннее затухание магнитных материалов. В частности, в эксперименте были определены комплексные Фурье-амплитуды ФМР, возбуждаемые ПАВ, на частоте ПАВ при приложенных постоянных полях, по значению близких к резонансному полю. Зависимые от поля, нормированные действительные и мнимые части амплитуд Фурье были подобраны с использованием функций Лоренца [37]. Из аппроксимации функций Лоренца был определен эффективный коэффициент магнитного затухания. Этот коэффициент был также определен при анализе сигнала Керра.

Авторы работы [37] обнаружили, что для ФМР, возбуждаемой ПАВ, когда для возбуждения наномagnита по отдельности используются четыре различные частоты ПАВ, неожиданно получается почти одинаковое значение коэффици-

ента магнитного затухания и близкое к собственному значению, определяемому по аппроксимации [37] к данным сплошной пленки. Однако, извлеченный по сигналу Керра коэффициент магнитного затухания зависит от поля и сходится только к собственному затуханию при больших полях [37]. Резкий контраст указывает на то, что чистое акустическое возбуждение без нагрева наномagnита может быть использовано для непосредственного определения собственного затухания одной наноструктуры на основе одного резонанса. Позже было систематически изучено влияние размера и формы наномagnита на магнитное затухание [39, 18]. Когда размер наномagnита близок или больше длины волны ПАВ, измеренное затухание начинает отклоняться от собственного значения, и показывает большее значение. Это связывается с неоднородным магнитоупругим возбуждением, что подтверждается результатами микромагнитного моделирования в работе [39]. Аналогично, для эллиптического наномagnита значение коэффициента затухания, измеренное с помощью метода ФМР-ПАВ, также намного больше собственного значения. Это не может быть объяснено эффектом анизотропии формы, который приводит лишь к незначительному увеличению затухания. В микромагнитном моделировании затухания магнитных колебаний [18] предполагалось, что пространственное рассогласование между естественными магнитными модами и модами, управляемыми ПАВ в ограниченной наноструктуре, играет большую роль в увеличении затухания. Эти результаты зависят коэффициента затухания от размера и формы дают важные рекомендации для будущих устройств стрейтронике [37].

Авторы статьи [39] рассматривают еще и влияние размеров наномagnита на амплитуду ФМР. Наномagnиты диаметром от 730 до 150 нм возбуждались ПАВ с различными длинами волн. Амплитуда ФМР, управляемого ПАВ, увеличивается более чем на порядок по мере уменьшения размера наномagnита с 730 до 150 нм [39]. Кроме того, амплитуда колебаний увеличивается с частотой ПАВ, когда размер находится ниже критического значения. Полученные результаты показывают, что эффективность ВЧ акустически управляемых магнитоупругих устройств хорошо масштабируется при миниатюризации устройств [39]. Пространственный характер магнитного резонанса, возбуждаемого ПАВ в частицах, сильно неоднороден в большом наномagnите по сравнению с малым, что может объяснять уменьшенную амплитуду магнитных колебаний и низкую эффективность их возбуждения в больших частицах [39]. Помимо уменьшения размера наномagnита, эффективность возбуждения ПАВ также повышается за счет фокусировки ПАВ. На рис. 3 показаны структуры и схемы экспериментов по воз-

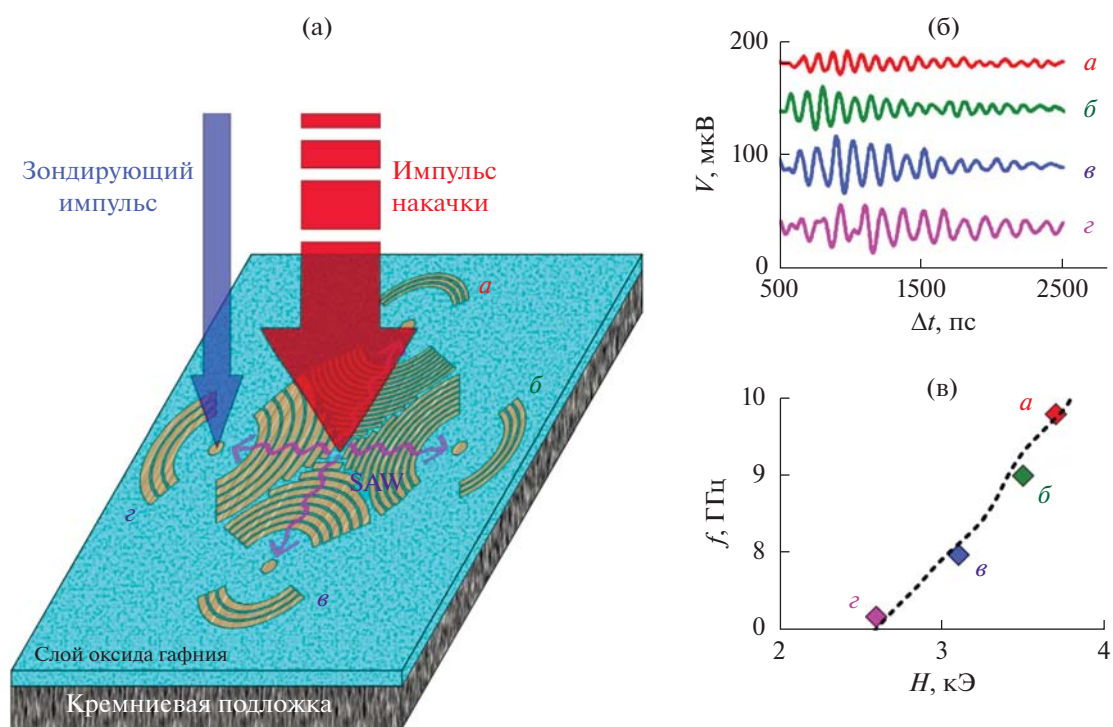


Рис. 4. Схема и результаты магнитоупругого возбуждения четырех одиночных наномангнитов (*a*, *б*, *в*, *г*) с фокусировкой ПАВ с помощью устройства из четырех наборов нанополосок с различными пространственными периодами (250, 300, 350, 400 нм соответственно). (а) – Иллюстрация эксперимента, который позволяет возбуждать четыре идентичных наномангнита на разных частотах; (б) – временные зависимости колебаний намагниченности (сигнала Керра) для четырех наномангнитов; (в) – частоты ФМР частиц при различных прикладываемых постоянных полях. Пунктирная линия – частота наномангнита, измеренная с помощью эффекта Керра. Рисунок адаптирован из работы [40].

буждению магнитных колебаний с помощью лазерного импульса накачки и ПАВ в упомянутых выше работах группы из университета Санта-Круз (США). На рис. 3в изолированный наномангнит Ni окружен двумя наборами дугообразных нанополосок, которые могут фокусировать ПАВ на наномангните. При этом амплитуда колебаний намагниченности увеличивается в десять раз по сравнению с амплитудой, генерируемой тепловым импульсом при фокусировке лазерного импульса накачки непосредственно на наночастице (рис. 3а). По сравнению с обычным ПАВ-ФМР взаимодействием в частице, сфокусированное возбуждение, соответствующее рис. 3в, повышает КПД в четыре раза за счет сфокусированной энергии упругих колебаний [40]. На рис. 4а изображена схема структуры, которая позволяет избирательно возбуждать колебания в выбранной частице (одной из четырех) путем простой настройки поля [40], интегрируя несколько наборов нанополосок с различными пространственными периодами. ПАВ с четырьмя различными частотами могут запускаться одним лазерным импульсом накачки, и можно отдельно управлять динамикой намагниченности четырех идентичных наномангнитов при различных прикладываемых к частицам полях.

В одной из недавних работ обсуждались связанные магнотон-фононные моды колебаний в ферромагнитной частице [17]. Учет магнотон-фононной связи привел к недавним достижениям в новых областях, таких как спинтроника и спиновая калориметрия, и продолжаясь появление новых явлений, включая спиновый эффект Зеебека, спиновую накачку, магнотон-фононное преобразование и тепловой эффект Холла. Фундаментальный вопрос заключается в том, насколько сильным может быть это взаимодействие и, в частности, можно ли перевести магнотон-фононную связь в режим сильной связи (СС) [17]. СС обычно наблюдается в фотонных системах, когда сила связи между двумя фундаментальными возбуждениями (например, экситоном и фотоном) превышает скорость распада отдельных возбуждений. Недавно в нескольких магнитных системах наблюдалась сильная магнотон-фононная связь [6, 41–43]. В отличие от случая взаимодействия ПАВ-ФМР (обсуждается в одном из следующих параграфов), которое возбуждается ПАВ, распространяющейся в подложке, сильное магнотон-фононное взаимодействие представляет собой прямую связь между прецессией намагниченности и собственными упругими колебаниями самой частицы, в которой происходит генерация

гибридизованных магнон-фононных мод [17]. Здесь необходимо учитывать обратное воздействие магнитного резонанса на фононную систему. Частота акустических колебаний зависит от размера, формы и материальных параметров элемента в соответствии с соотношением:

$$\omega_{\text{ph}}^2 = \frac{(2\lambda + 3\mu)k^2}{2\rho}, \quad (15)$$

где λ , μ – постоянные Ламе, k – волновое число акустической волны, ρ – плотность материала частоты.

Частота ФМР в частице может быть определена по формуле Киттеля:

$$\omega_M^2 = \omega_1\omega_2, \quad (16)$$

$$\omega_1 = \gamma(H \cos(\theta_H - \theta_M) - 4\pi M_S \cos^2\theta_M), \quad (17)$$

$$\omega_2 = \gamma(H \cos(\theta_H - \theta_M) - 4\pi M_S \cos(2\theta_M)), \quad (18)$$

где γ – гиромагнитное отношение, H – внешнее поле, M_S – намагниченность насыщения. Углы θ_H, θ_M показаны на рис. 5а.

Гибридизация магнон-фононных мод может быть описана следующим уравнением:

$$(\omega^2 - \omega_M^2)(\omega^2 - \omega_{\text{ph}}^2) - \omega_c^4 = 0. \quad (19)$$

При $\omega_c \neq 0$ происходит образование магнитоупругой щели или расталкивания ветвей в точке их пересечения в спектре магнитоупругих волн, показанной на рис. 5б.

Для определения степени магнон-фононного взаимодействия в работе [17] безразмерный параметр взаимодействия определяется соотношением:

$$C = \frac{\Gamma_c^2}{(\kappa_M \kappa_p)}, \quad (20)$$

где Γ_c – полуширина расщепления мод по частоте; κ_M и κ_p – частоты диссипации магнитной и упругой подсистем соответственно. Когда коэффициент C больше 1, система находится в режиме сильной связи. Коэффициент C сильно зависит от ориентации вектора намагниченности в плоскости по отношению к волновому вектору упругой волны. Как показано на рис. 5г, сила связи изменяется по мере вращения наномангнетика в плоскости и достигает максимума под углом $\varphi_{\text{мф}} = 45^\circ$, что соответствует $C \sim 1.65$. В недавней работе интенсивность связи была значительно повышена и достигла значения $C \sim 8$ в нанорешетке из галфенола и никелевых полосок [44]. Было обнаружено, что подстройка по частоте магнонной моды на квази-поперечную фононную моду приводит к четкому расщеплению полосы, предполагающему сильную гибридизацию, в то время как настройка частоты магнона на ква-

зи-продольную фононную моду не приводит к наблюдаемой гибридизации. Численное моделирование показало, что наиболее сильная гибридизация происходит при наложении пространственных распределений магнонной и фононной мод [44].

Таким образом, такие сильно связанные магнитоупругие системы могут обеспечить возможность разработки более эффективных преобразователей передачи энергии между магнитной и упругой подсистемами [6, 17, 45].

В последнее время большое внимание уделяется процессам перемагничивания наноструктур с помощью упругих волн [46–55]. Часть экспериментов по перемагничиванию ферромагнитных частиц проводится на структурах, включающих в себя пьезоэлектрическую подложку, и с генерацией пакетов упругих волн с помощью встречно-штыревых преобразователей [34, 46, 47, 51, 56, 57]. Например, нерезонансное магнитоупругое переключение в кобальтовых стержнях микрометрового размера с использованием ПАВ в ВЧ диапазоне было продемонстрировано Дэвисом и др. [53]. Но можно выделить работы, где перемагничивание или возбуждение колебаний намагниченности в частицах происходит с помощью сверхкоротких упругих импульсов [1, 17, 58].

Концепция сверхбыстрого перемагничивания с помощью сверхкоротких упругих импульсов была предложена в работе Коваленко и соавторов [1], в которой предлагалось использовать в качестве материала активного слоя кристалл Терфенола с гигантской магнитострикцией. Для моделирования магнитоупругого перемагничивания в работе [1] использовалось уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (3). Действие упругого импульса на пластину Терфенола сводится к учету в уравнении (2) первого слагаемого (продольная деформация) и дальнейшего учета в уравнении (4) магнитоупругого вклада, путем подстановки уравнения (2) в уравнение (4), а затем в (3).

В моделировании получались чрезвычайно малые времена переключения порядка единиц-десятков пс. Однако, для этого требовались большие амплитуды деформации порядка одного процента [1]. Хотя акустические импульсы такой амплитуды могут генерироваться в условиях сильного возбуждения [4], энергетический барьер между метастабильными состояниями в Терфеноле нелегко регулировать. В работе [2] рассмотрен альтернативный способ магнитоупругого переключения с использованием одиночных широкополосных акустических импульсов на ПАВ пикосекундной длительности. Таким образом, была предложена схема перемагничивания с использованием эллиптического наномангнита и импульсов ПАВ [2]. Такая схема позволила снизить амплитуды импульсов для перемагничи-

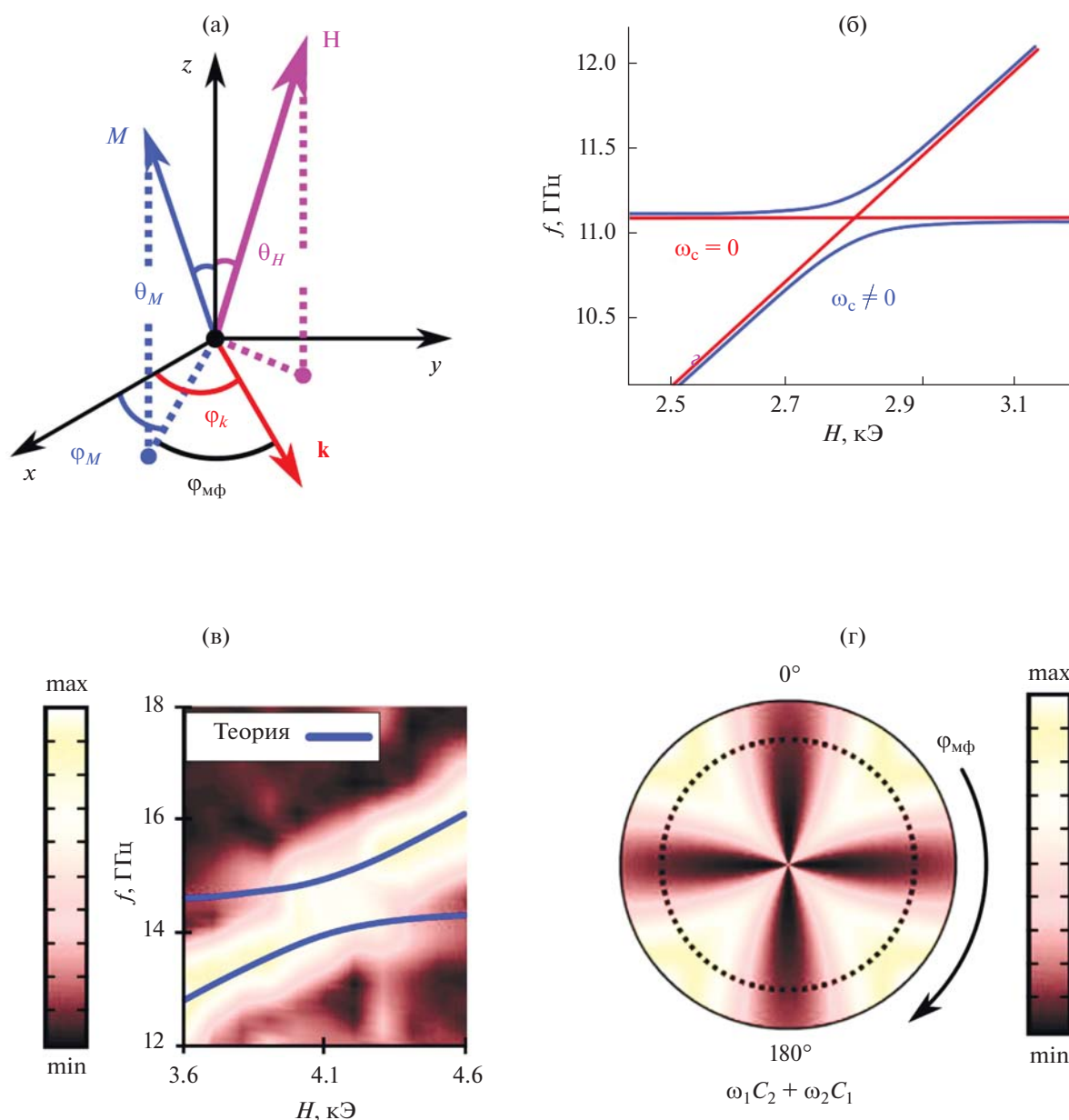


Рис. 5. Сильно связанная магнон-фононная динамика в одиночных наномagnитах Ni. (а) – Экспериментальная геометрия, описывающая направления внешнего поля \mathbf{H} , намагниченности \mathbf{M} и волнового вектора \mathbf{k} акустических мод. (б) – Пример решения магнон-фононной части уравнения (19). (в) – Полевые Фурье-спектры с подгонкой к уравнению (19). (г) – Угловая зависимость члена связи в режиме сильной связи при изменении угла $\varphi_{M\Phi}$ плоскости между \mathbf{M} и \mathbf{k} . Рисунок адаптирован из работы [17].

вания и регулировать их с помощью приложения слабого постоянного поля в плоскости наномagnита. Коснемся более подробно схемы эксперимента, предложенного в работе [2], и полученные при моделировании перемагничивания частицы результаты.

Авторы работы [2] рассматривают поликристаллическую наночастицу Ni в форме эллипсоидального диска с длинной осью a , короткой осью b и толщиной c . Такие структуры обычно можно

изготавливать из тонких пленок никеля с помощью электронной или ионно-лучевой литографии. Важно отметить, что такие наночастицы, полученные методом литографии, прикрепляются к поверхности и их механическая адгезия такая же, как у сплошной тонкой пленки. Вводя декартовы координаты, мы можем установить ось y , параллельную длинной оси эллипса. Частица помещается в постоянное магнитное поле \mathbf{H} , которое направлено в положительном направлении оси x .

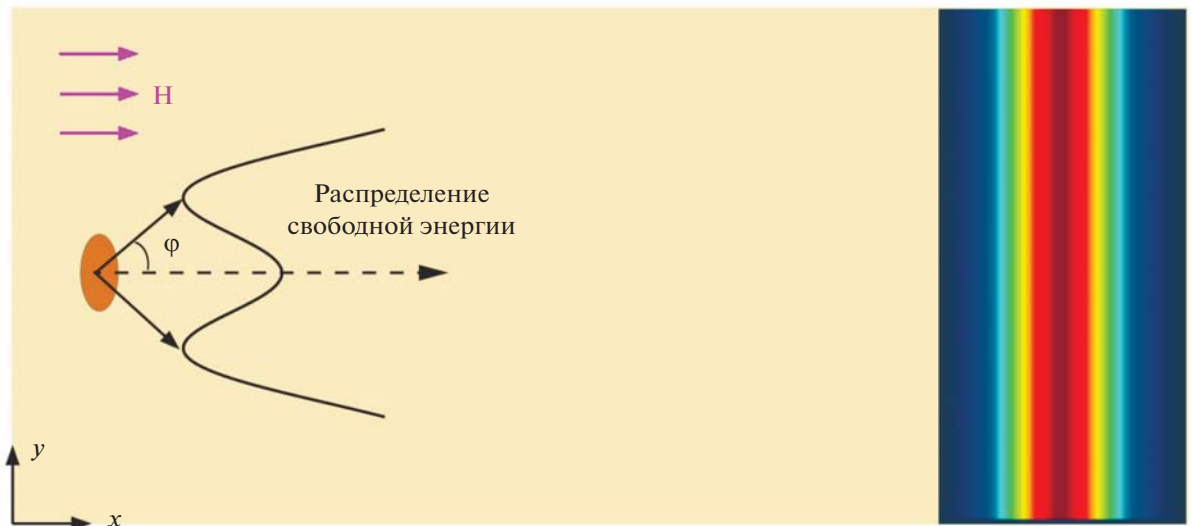
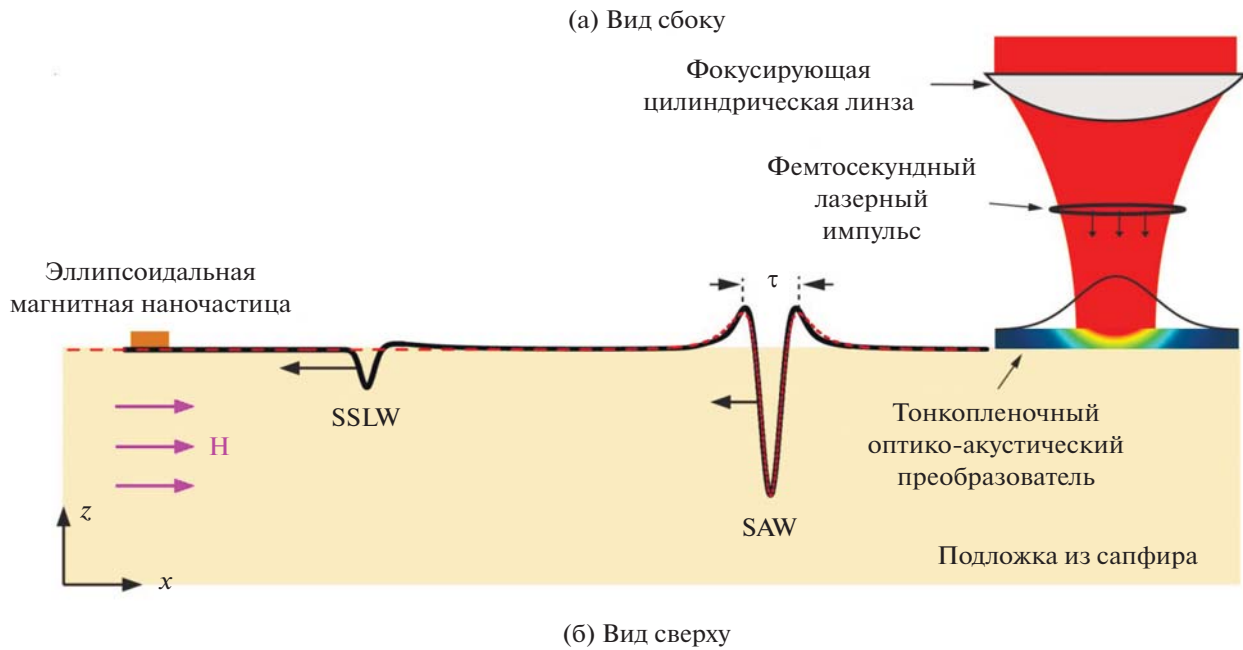


Рис. 6. Геометрия задачи по перемагничиванию вектора намагниченности в никелевой наночастице сверхкороткими импульсами ПАВ. Рисунок адаптирован из работы [2].

Короткий акустический импульс распространяется вдоль оси x (см. рис. 6).

Теперь рассмотрим основные уравнения, использованные для моделирования перемагничивания частицы в работе [2]. Плотность свободной энергии состоит из Зеемановского члена, энергии размагничивания и магнитоупругой энергии:

$$F = F_Z + F_d + F_{me}(t). \quad (21)$$

Зеемановскую составляющую можно записать как:

$$F_Z = -\mu_0 M_0 \mathbf{m} \mathbf{H}, \quad (22)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, M_0 – намагниченность насыщения Ni, а \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности. Энергия размагничивания имеет вид:

$$F_d = \frac{1}{2} \mu_0 M_0^2 \mathbf{m} N \mathbf{m}, \quad (23)$$

и зависит от тензора размагничивания N и магнитоупругой энергии, индуцированной ПАВ, распространяющейся вдоль оси x :

$$F_{me}(t) = b_1 m_x^2 e_{xx}(t). \quad (24)$$

Магнитоупругая энергия зависит от магнитоупругой постоянной $b_1 = 10^7 \left[\frac{\text{Дж}}{\text{М}^3} \right]$ (для никеля) и зависящей от времени упругой деформации $e_{xx}(t)$. Вкладом другой составляющей деформации $e_{zz}(t)$ можно пренебречь в случае $e_{zz}(t)m_z \ll e_{xx}(t)m_x$, что выполняется в расчетах статьи [2].

Тензор размагничивания N эллиптической ферромагнитной наночастицы имеет следующий вид:

$$N = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix}, \quad (25)$$

где размагничивающие факторы частицы определяются размерами частицы a, b, c через эллиптические интегралы первого и второго рода [2]. Чтобы рассчитать динамику упругого перемагничивания наночастиц никеля, в работе [2] решается уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (3).

Проекция эффективного зависящего от времени магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{eff}}(t) = -\frac{1}{\mu_0 M_0} \frac{\partial F}{\partial \mathbf{m}}$ находится как:

$$H_{\text{eff},x} = -\left(N_x M_0 + \frac{2b_1 e_{xx}}{\mu_0 M_0} \right) m_x + H, \quad (26)$$

$$H_{\text{eff},y} = -N_y M_0 m_y, \quad (27)$$

$$H_{\text{eff},z} = -N_z M_0 m_z. \quad (28)$$

Векторное уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (3) можно переписать в виде нелинейной системы уравнений для трех составляющих намагниченности:

$$\frac{dm_x}{dt} = -\frac{\gamma \mu_0}{1 + \alpha^2} \left[(m_y + \alpha m_x m_z) H_{\text{eff},z} - (m_z - \alpha m_y m_x) H_{\text{eff},y} - \alpha (m_y^2 + m_z^2) H_{\text{eff},x} \right], \quad (29)$$

$$\frac{dm_y}{dt} = -\frac{\gamma \mu_0}{1 + \alpha^2} \left[(m_z + \alpha m_y m_x) H_{\text{eff},x} - (m_x - \alpha m_z m_y) H_{\text{eff},z} - \alpha (m_z^2 + m_x^2) H_{\text{eff},y} \right], \quad (30)$$

$$\frac{dm_z}{dt} = -\frac{\gamma \mu_0}{1 + \alpha^2} \left[(m_x + \alpha m_z m_y) H_{\text{eff},y} - (m_y - \alpha m_x m_z) H_{\text{eff},x} - \alpha (m_x^2 + m_y^2) H_{\text{eff},z} \right]. \quad (31)$$

Авторы работы [2] использовали следующие размеры частицы: $a = 150$ нм, $b = 100$ нм, $c = 20$ нм. Выбор этих размеров произвольный, но он отвечает определенным требованиям. Во-первых, такие размеры гарантируют, что намагниченность находится в однодоменном состоя-

нии, и обеспечивают объем наночастицы для получения энергетического барьера между метастабильными состояниями примерно на порядок больше чем предел Ландауэра (порядка тепловой энергии) [2]. Во-вторых, малая ось эллипса остается намного меньше пространственного размера импульса ПАВ. Действие деформации в ПАВ на наночастицу будет пространственно однородным и возбуждением обменных магновов можно пренебречь.

Изменение внешнего магнитного поля позволяет менять угловое распределение плотности свободной энергии. В отсутствие внешнего магнитного поля или при малых H свободная энергия F имеет два минимума, соответствующих двум метастабильным состояниям определенного направления намагниченности. При увеличении H эти минимумы сливаются в единый минимум, соответствующий выравниванию намагниченности вдоль внешнего магнитного поля.

Изменяя амплитуду H статического магнитного поля, мы можем достичь двух различных ситуаций: либо два минимума энергии при $\pm \phi_{eq} \neq 0$, которые могут быть найдены из уравнения:

$$\cos \phi_{eq} = \frac{H}{M_0 (N_x - N_y)}, \quad (32)$$

для $H < H_{\text{cr}}$, или один энергетический минимум при $\phi_{eq} = 0$, для $H > H_{\text{cr}}$. Критическое значение магнитного поля (в Теслах), при котором два минимума энергии сливаются в один, составляет:

$$B_{\text{cr}} = \mu_0 H_{\text{cr}} = \mu_0 M_0 (N_x - N_y). \quad (33)$$

Для размеров частицы, использованных в работе [2], значения размагничивающих факторов будут составлять: $N_x = 0.1385$, $N_y = 0.0781$, $N_z = 0.07835$, $\mu_0 M_0 = 0.6$ Тл для никеля и критическое магнитное поле будет равно $B_{\text{cr}} \approx 37$ мТл, которое можно легко создать с помощью обычного электромагнита. Изменение внешнего магнитного поля можно использовать для непрерывной настройки высоты барьера свободной энергии между двумя метастабильными состояниями намагниченности, что представляет собой преимущество предложенной геометрии.

В работе [2] также было получено аналитическое выражение для частоты ФМР частицы:

$$f = \frac{\gamma \mu_0}{2\pi} \left[M_0^2 (N_x - N_y) (N_z - N_y) \sin^2 \phi - (M_0 (N_z - N_x) \cos \phi + H) \times (M_0 (N_x - N_y) \cos \phi - H) \right]^{1/2}. \quad (34)$$

Это уравнение было получено линеаризацией уравнений (29)–(31) в окрестности положения равновесной намагниченности ϕ_{eq} . Анализ

асимптотики уравнения (34) упрощает понимание того, как происходит переход между двумя характерными случаями (один минимум или два). При нулевом магнитном поле $H = 0$ равновесная намагниченность направлена вдоль длинной оси эллипса ($\phi_{eq} = \pm \frac{\pi}{2}$), т.е. оси y , а частота ФМР зависит исключительно от размагничивающих факторов N_i и намагниченности насыщения M_0 :

$$f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} M_0 [(N_x - N_y)(N_z - N_y)]^{1/2}. \quad (35)$$

При $H > H_{cr}$ прецессия намагниченности вокруг одноэнергетического минимума $\phi_{eq} = 0$ происходит на частоте:

$$f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \times [(M_0(N_z - N_x) + H)(H - M_0(N_x - N_y))]^{1/2}. \quad (36)$$

Чтобы понять поведение вектора намагниченности под действием упругого импульса, авторы работы [2] показывают, что растяжение (положительная деформация $e_{xx} = 5 \times 10^{-4}$) имеет тенденцию сдвигать минимумы энергии дальше друг от друга на большие углы и увеличивать высоту потенциального барьера между ними, а сжатие (отрицательная деформация $e_{xx} = -5 \times 10^{-4}$) приводит к исчезновению потенциального барьера. Следует отметить, что для данного значения магнитного поля $B = 30$ мТл высота потенциального барьера $11.3kT$ ($kT = 25$ мэВ соответствует тепловой энергии при комнатной температуре) очень мала. Следовательно, ожидается, что энергии, необходимые для переключения намагниченности, будут приближаться к фундаментальному пределу Ландауэра $kT \ln 2 = 17$ мэВ, то есть минимальной энергии, необходимой для записи одного бита информации при $T = 300$ К [2]. Принимая во внимание этот факт, неудивительно, что относительно слабая статическая деформация с амплитудой $e_{xx} = -5 \times 10^{-4}$ может резко изменить плотность свободной энергии.

Как уже упоминалось ранее, источником коротких акустических импульсов, которые могут распространяться на поверхности твердого тела, могут быть короткие лазерные импульсы [3]. Акустические импульсы при этом могут генерироваться путем поглощения лазерных импульсов в тонком приповерхностном слое термоупругого преобразователя, например в виде металлической полоски, как показано на рис. 6. Поглощение лазерных импульсов приводит к пространственно неоднородному профилю нагрева и последующему возникновению термоупругих напряжений, что возбуждает различные акустические моды в твер-

дом теле, две из которых распространяются вдоль поверхности: вытекающая волна (обозначается SSLW на рис. 6) и рэлеевская волна (обозначается как SAW на рис. 6) [2]. Фокусируя лазерный луч в узкую полосу, можно создать акустический источник с одномерным пространственным распределением температуры по Гауссу. В работе [59] был проведен расчет акустического импульса, распространяющегося по поверхности из сапфира (аморфное сапфировое стекло с модулем Юнга 345 ГПа, коэффициентом Пуассона 0.27 и массовой плотностью 3.98 г/см³). Вытекающая волна затухает при распространении из-за утечки энергии в объемные акустические моды, в то время как амплитуда рэлеевской волны остается постоянной. Таким образом, наночастица, расположенная на достаточно большом расстоянии от источника, будет подвержена воздействию исключительно импульса рэлеевской волны. Доминирующая составляющая деформации $e_{xx}(t)$ рэлеевской волны, генерируемой в термоупругом режиме металлической полоской с нагревом в виде гауссовой линии, может быть аппроксимирована следующим образом:

$$e_{xx}(t) = \eta \left[\frac{4p^2}{(1+p^2)^3} - \frac{1}{(1+p^2)^2} \right], \quad (37)$$

где $p = \frac{2(t-t_0)}{\tau}$, t_0 – положение центра импульса, τ и η – длительность и амплитуда импульса соответственно. Здесь τ равно временному интервалу между двумя боковыми максимумами и показано на рис. 6. Импульс ПАВ $e_{xx}(t)$ состоит из большого отрицательного (сжимающего) пика, окруженного двумя относительно небольшими положительными симметричными боковыми полосами (рис. 6). Интеграл по времени от этого импульса равен нулю, гарантируя нулевое чистое смещение материала после того, как импульс ПАВ пройдет через частицу. Именно эта форма импульса использовалась на протяжении всей работы [2] для расчета динамики акустически индуцированной намагниченности и диаграмм переключения намагниченности. При фокусировке лазерного импульса на металлическую полоску шириной 1 мкм генерируется импульс ПАВ в сапфировой подложке длительностью $\tau = 280$ пс.

Максимально возможная амплитуда η импульсов ПАВ, генерируемых с помощью термоупругого механизма, составляет $\approx 10^{-2}$ [60]. Длительность импульса ПАВ τ определяется размером фокального пятна, деленным на скорость ПАВ.

Глубокое понимание поведения переключения намагниченности можно получить из диаграмм магнитоупругого переключения, отображающих конечное состояние намагниченности после взаимодействия частицы с акустическим

импульсом. В статье [2] вводится новый тип диаграмм переключения намагниченности, которые также показывают характерный временной масштаб переключения намагниченности. Предполагая, что изначально намагниченность покоится в метастабильном состоянии с $m_y > 0$, авторы работы [2] определяли время переключения как задержку между центральным минимумом импульса ПАВ и изменением знака компоненты намагниченности m_y , если позже он снова не станет положительным. На первый взгляд кажется, что такое определение должно привести к недооценке времени переключения, поскольку затухающая прецессия вокруг второго метастабильного состояния с $m_y < 0$ может занять сотни пикосекунд. Однако эта динамика может быть подавлена более слабым вторым акустическим импульсом с задержкой по времени через когерентное управление прецессией ФМР — хорошо изученное явление в сверхбыстрой магнитоакустике [61]. Более того, это определение переключения допускает отрицательное время переключения, что означает, что m_y меняет знак еще до того, как достигнет пика деформации, т.е. переключение происходит четко в пределах ширины импульса ПАВ. На рис. 7а показана диаграмма с зависимостью времени переключения от амплитуды η и длительности τ акустического импульса. На рис. 7б показаны некоторые репрезентативные траектории вектора намагниченности, соответствующие $\tau = 280$ пс и различным η .

На рис. 7а можно различить различные области, отмеченные разным цветом, соответствующие временам переключения, которые охватывают широкий диапазон между отрицательным (серый), меньше 100 пс (коричневый) и больше 500 пс (синий) значениями. Эти области разделены заштрихованными серыми областями, для которых намагниченность не переключается. В более “быстрых” (серых и коричневых) областях переключение происходит в течение доли периода прецессии. В более “медленных” областях оно совершает одно или несколько вращений вокруг начального состояния равновесия перед переходом в конечное состояние. Высота потенциального барьера $11.3 kT$ для $B = 30$ мТл не так велика по сравнению с энергией тепловых колебаний. Для изучения влияния тепловых флуктуаций на магнитоупругую диаграмму переключения авторы работы [2] дополнили уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (28)–(30) $\delta(t)$ -коррелированными силами Ланжевена $\delta H(t)$, случайным образом изменяющимися с шагом в 2 пс. На рис. 7в представлена рассчитанная диаграмма переключения при наличии шума Ланжевена: каждый пиксель соответствует одной траектории вектора намагниченности. В то время, как границы между различными зонами становятся нечеткими, об-

щая структура схемы переключения сохраняется, что доказывает устойчивость предложенной концепции к тепловым флуктуациям.

Диаграмма магнитоупругого переключения, представленная на рис. 8 (плоскость η – B), отображает гораздо большие зоны, указывая на то, что переключение должно происходить для широкого диапазона параметров, особенно для малых значений магнитного поля $B < B_{cr} = 37$ мТл. Все траектории намагниченности начинаются с метастабильного состояния, определяемого величиной магнитного поля (см. временные зависимости на рис. 8б). Структура диаграммы переключения на рис. 8а значительно усложняется для магнитных полей, приближающихся к критическому полю B_{cr} , когда высота барьера между двумя метастабильными состояниями постепенно исчезает и соответствующие времена переключения превышают 1 нс. Диаграмма переключения в присутствии теплового шума (рис. 8в) показывает, что зоны диаграммы переключения исчезают при $B > 33$ мТл, где потенциальный барьер становится сравнимым с kT и тепловые флуктуации могут индуцировать стохастический процесс переключения. Удивительно, но тепловой шум также влияет на схему переключения при небольших полях ниже 5 мТл, где потенциальный барьер намного больше. Объяснение кроется в том факте, что магнитоупругое движущее поле пропорционально m_x , которое обращается в нуль при $B = 0$, а начальная динамика намагниченности вне равновесного направления (параллельного оси y) обусловлена исключительно тепловым шумом.

Таким образом, в работе [2] было проведено теоретическое исследование переключения намагниченности в поликристаллических наночастицах никеля, индуцированное прохождением через частицу ультракоротких импульсов поверхностных акустических волн. Было выявлено, что внешнее магнитное поле, приложенное вдоль короткой оси частицы, нарушает симметрию и позволяет регулировать высоту энергетического барьера между двумя метастабильными состояниями намагниченности и резко снижать амплитуду импульсов упругой деформации, необходимых для переключения намагниченности.

Показано, что порог переключения зависит от длительности акустического импульса, анизотропии формы магнитной эллиптической наночастицы, амплитуды внешнего магнитного поля и коэффициента магнитострикции. Получены магнитоупругие диаграммы переключения, позволяющие одновременно визуализировать порог переключения и его характерную временную шкалу в зависимости от различных физических параметров. Было показано, что амплитуды акустических импульсов деформации для переключения

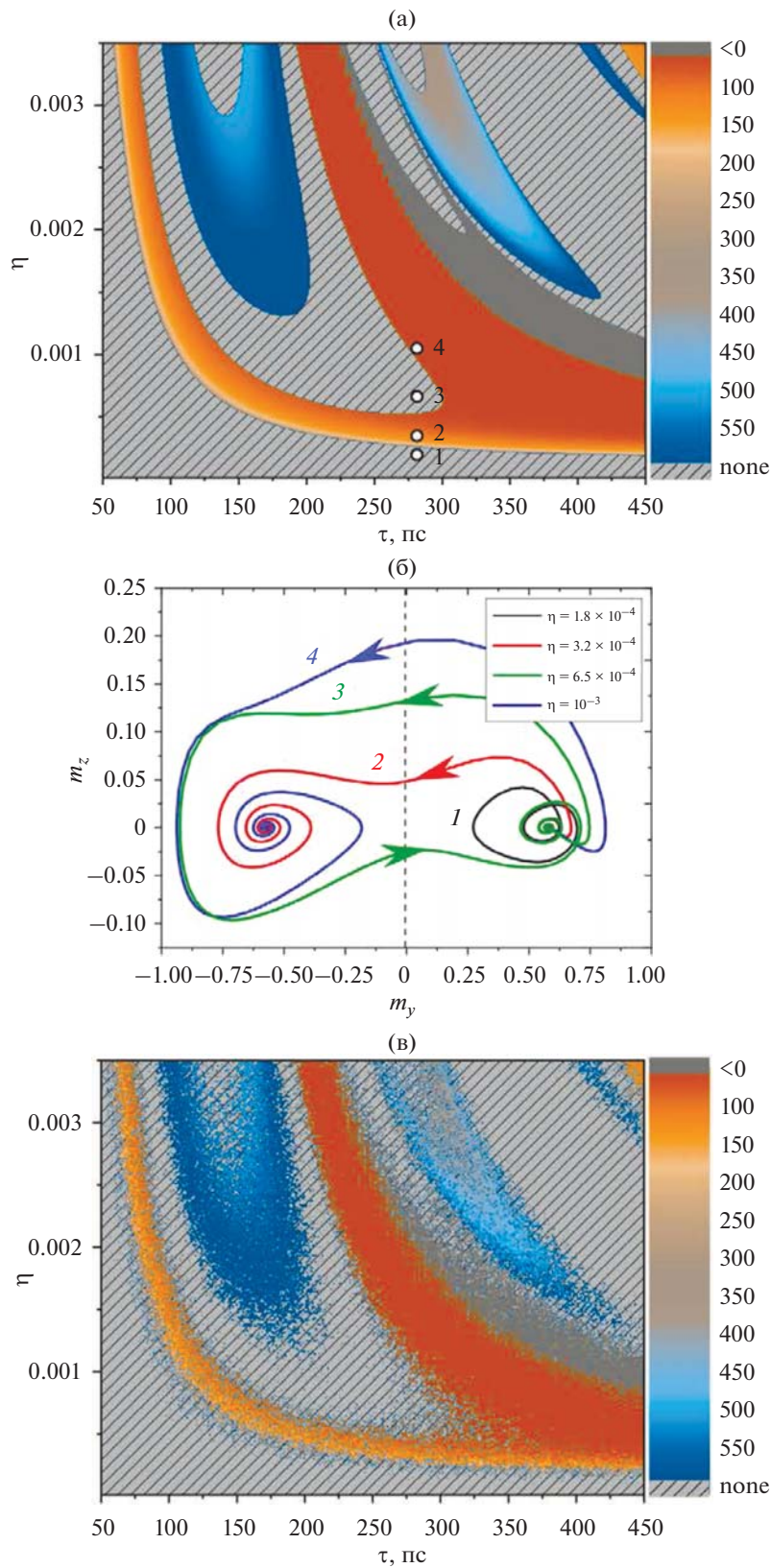


Рис. 7. (а) – Магнитоупругая диаграмма времени переключения η – τ для $B = 30$ мТл. Заштрихованные серые области – области отсутствия переключения, цвет в пределах переключаемых областей отображает время переключения в пс. (б) – Траектории намагниченности для различных амплитуд деформации $\eta = 1.8, 3.2, 6.5, 10 \times 10^{-4}$. Длительность импульса ПАВ $\tau = 280$ пс. Рис. (в) демонстрирует, как тепловой шум влияет на диаграмму переключения: границы между различными областями выглядят нечеткими, в то время как структура диаграммы сохраняется. Рисунок адаптирован из работы [2].

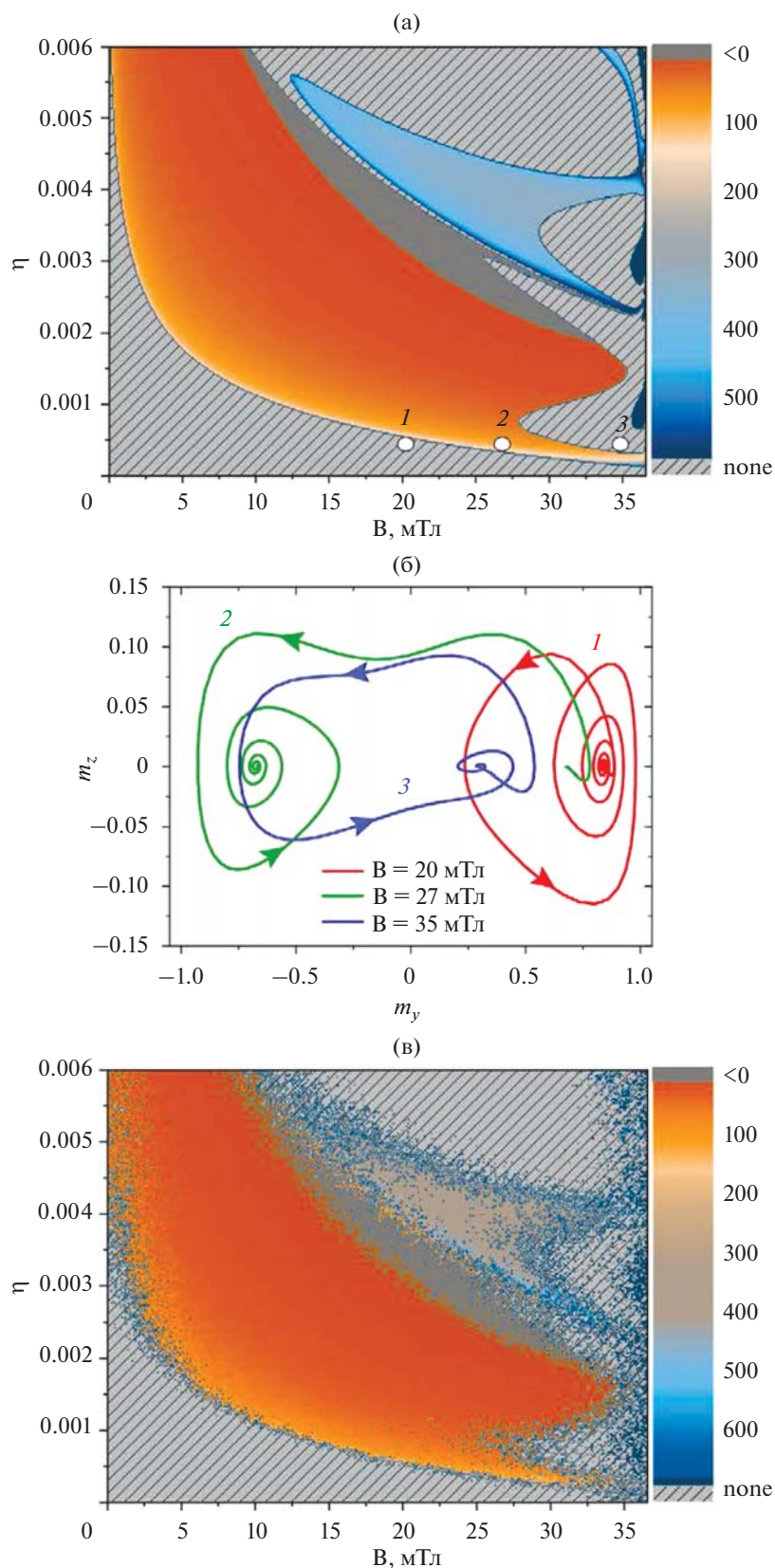


Рис. 8. (а) – Магнитоупругая диаграмма переключения на плоскости η – B для $\tau = 280$ пс. Заштрихованные серые области – области отсутствия переключения, цвет в пределах переключаемых областей отображает время переключения в пс. (б) – Траектории намагниченности для различных значений магнитного поля $B = 20, 27, 35$ мТл и амплитуды ПАВ $\eta = 5 \times 10^{-4}$. Рис. (в) демонстрирует, как тепловой шум влияет на диаграмму переключения. Рисунок адаптирован из работы [2].

вектора намагниченности частицы будут порядка 10^{-4} , и не требуют сверхбольших мощностей лазерного излучения для их генерации. Таким образом, порог переключения 10^{-4} для эллиптической наночастицы никеля оказывается значительно ниже по сравнению с тонкими пленками Терфеннола, обладающего гигантской магнитострикцией [1, 2].

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОРОТКИХ СПИНОВЫХ ВОЛН СВЕРХКОРОТКИМИ УПРУГИМИ ИМПУЛЬСАМИ

Одной из главных тем сверхбыстрой магнитоакустики является возбуждение очень коротких спиновых волн (нанометровой длины волны) в тонких ферромагнитных пленках сверхкороткими упругими импульсами. К этой группе работ можно отнести некоторые работы, сделанные группой Щербакова [26, 27]. Но оптимизацией возбуждения определенных мод колебаний вектора намагниченности занялся позже Биго с соавторами [62]. Им были получены условия эффективного возбуждения моды ФМР с условиями синхронизации упругой волны и колебаний ФМР. Недавняя экспериментальная работа Биго и Кима с сотрудниками по сверхбыстрой магнитоакустике [61] продемонстрировала возможность управления прецессией ФМР с помощью серии ультракоротких пикосекундных акустических импульсов.

Ранее в работе [62] были проведены эксперименты и разработана модель когерентного контроля магнонов в тонкой ферромагнитной пленке с помощью серии из двух и трех пикосекундных упругих импульсов. Коснемся этой работы.

Эксперимент в работе [62] проводился путем возбуждения пленок никеля последовательностью фемтосекундных импульсов накачки с длительностью 60 фс и длиной волны излучения 400 нм с контролируемыми временными задержками. На обратную сторону пленки фокусировались зондирующие лазерные импульсы с длительностью 40 фс и длиной волны излучения 800 нм и регистрировался коэффициент отражения и динамика намагниченности пленки по полярному эффекту Керра. В экспериментах использовалась поликристаллическая никелевая пленка толщиной 350 нм, нанесенная на сапфировую подложку методом магнетронного распыления, которая имеет хорошее согласование акустического импеданса для целей эксперимента (отражается 10% акустического импульса). Внешнее магнитное поле величиной $H_{\text{ext}} = 0.36$ Тл было приложено под углом 44° к нормали к плоскости образца.

Сначала авторы работы [62] проводят эксперименты с последовательностью из двух независимых акустических импульсов. Импульс

возбуждения с центром в $t = 0$ пс инициирует прецессию намагниченности посредством магнитострикции, а управляющий импульс, который приходит после импульса возбуждения через время T_{12} , изменяет траекторию прецессии намагниченности, проекция которой на направление нормали к образцу измеряется полярным углом прецессии $\Delta\theta_K(t)$. Таким образом, T_{12} представляет собой время задержки между импульсами 1 и 2 (импульсами 2 и 3, в случае последовательности из трех импульсов). Авторы работы [62] также определяют дополнительные временные величины, необходимые для дальнейшего анализа когерентного контроля магнонов последовательностью упругих им-

пульсов: $T_{12}^{(n)} = T_{12} - \left(\frac{nT_{\text{прец}}}{2}\right)$ и $T_{23}^{(n)} = T_{23} - \left(\frac{nT_{\text{прец}}}{2}\right)$,

где $T_{\text{прец}}$ – период прецессии (равный в работе [62] 74 пс при данном в работе постоянном поле). Эти дополнительные временные величины позволяют фиксировать определенное количество полных оборотов прецессии намагниченности, обозначенных как (n) . Также авторы работы [62] определяют полную плотность энергии E_i i -го лазерного импульса накачки и отношение энергий

$$\beta_{ij} = \frac{E_i}{E_j} \quad (i, j = 1, 2, 3).$$

Далее в данной работе были получены кривые изменения отражательной способности $\Delta R(t)$, нормированной к ее статическому значению R_S , представленные на рис. 9а. Для случая возбуждения только одним импульсом показана верхняя кривая на рис. 9а. Пример последовательности двух импульсов накачки также показан как для $\Delta R(t)$, так и для $\Delta\theta_K(t)$ на рис. 9а. На рис. 9б представлены кривые $\Delta\theta_K(t)$, соответствующие различным задержкам T_{12} ($T_{12}^{(1)} = -4, 0, 12, 36$ пс). Из простейших соображений синхронизма колебаний авторы работы [62] делают следующие заключения: колебания прецессии подавляются при

$$T_{12}^{(1)} \approx 0 \text{ и почти удваиваются при } T_{12}^{(1)} \approx \frac{T_{\text{прец}}}{2} = 37 \text{ пс.}$$

На рис. 9в кривые $\Delta\theta_K(t)$ соответствуют различным амплитудам β_{12} ($\beta_{12} = 0, 0.7, 1, 1.3$) в случае фиксированного $T_{12} \approx \frac{7T_{\text{прец}}}{2} = 259$ пс. Подробный

вид влияния изменения $T_{12}^{(1)}$ для $\beta_{12} = 1$ представлен на рис. 9г двумерным отображением контраста колебаний как функции времени t и $\frac{T_{12}^{(1)}}{T_{\text{прец}}}$

($T_{\text{прец}} = 74$ пс). Фаза колебаний резко меняется на π в окрестности $T_{12}^{(1)} = 0$, что видно по противо-

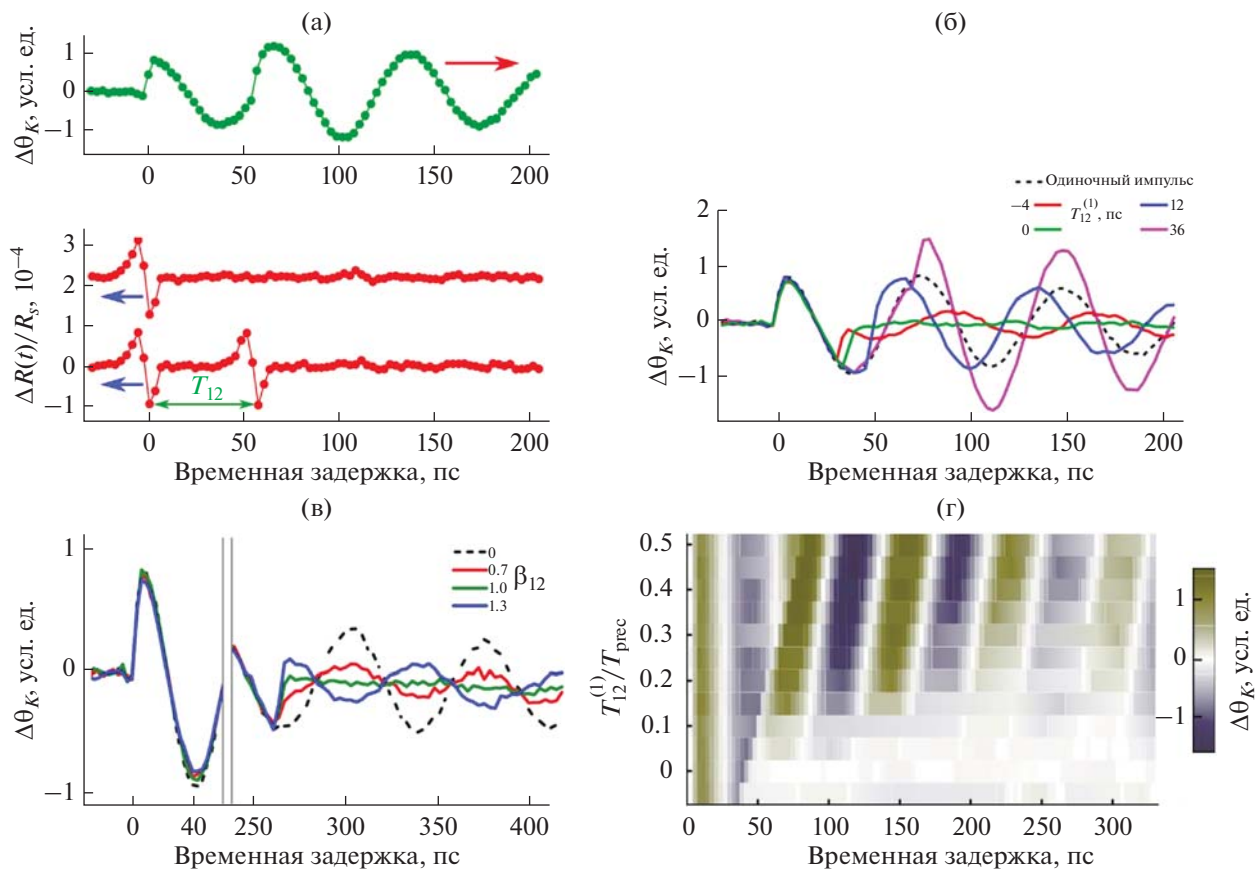


Рис. 9. Контроль динамики намагниченности с помощью двух акустических импульсов накачки. (а) – Дифференциальное отражение лазерного излучения $\frac{\Delta R(t)}{R_s}$ с одним и двумя импульсами (верхняя кривая) и дифференциальный сигнал Керра $\Delta\theta_k$ для двух импульсов (нижние кривые). (б) – $\Delta\theta_k$ для разного времени задержки $T_{12}^{(1)}$ между первым и вторым импульсами при одинаковой энергии первого и второго импульсов ($\beta_{12} = 1$). (в) – $\Delta\theta_k$ для разных β_{12} с фиксированным временем задержки между первым и вторым импульсами $T_{12}^{(1)} = 0$. (г) – Двумерная карта изменения $\Delta\theta_k$ от времени и от $\frac{T_{12}^{(1)}}{T_{\text{прец}}}$. Рисунок адаптирован из работы [62].

ложным контрастам цветов в течение фиксированного времени t , когда $T_{12}^{(1)}$ увеличивается. Как видно на рис. 9в, это резкое изменение на π в фазе прецессии происходит также, когда β_{12} пересекает значение 1. Для больших задержек, таких как $T_{12} = \frac{7T_{\text{прец}}}{2} (T_{12}^{(7)} = 0)$, прецессия уже значительно затухает. Из этого всего, авторы работы [62] приходят к заключению, что значение $\beta_{12} = 1$ должно быть изменено так, чтобы прецессия намагниченности точно подавлялась при $T_{12}^{(7)} = 0$. Резюмируя результаты экспериментов с двумя импульсами, можно сказать, что амплитудой прецессии ФМР можно управлять так, чтобы прецессия подавлялась для $T_{12}^{(2n+1)} = 0$ и усилива-

лась для $T_{12}^{(2m)} = 0$, где n, m – целые числа. При этом, значение коэффициента β_{12} должно быть точно настроено около значения 1 для компенсации затухания прецессии намагниченности.

Рассмотрим теоретическую модель управления поведением движения прецессии с точки зрения амплитудных и фазовых вариаций магнитного момента в работе [62]. С этой целью определяются малые вариации полярного и азимутального углов ($\delta\theta, \delta\phi$) для прецессии, которые используются в дальнейшем. Уравнения движения для малых отклонений по углам ($\delta\theta, \delta\phi$) вокруг положения равновесия будут следующими:

$$\delta\ddot{\theta} + \omega^2(t)\delta\theta = (\mu_0\gamma)^2 H_x H_z; \quad (38)$$

$$\delta\ddot{\phi} + \omega^2(t) \delta\phi = \mu_0\gamma\dot{K}(t) \delta\theta(t), \quad (39)$$

где

$$\omega(t) = \mu_0\gamma\sqrt{H_x(M_S + H_x - K(t))}, \quad (40)$$

где $K(t) = K_{az}(t) + K_{sz}(t)$ – эффективная анизотропия, соответствующая магнитокристаллической анизотропии $K_{az}(t)$ и анизотропии деформации $K_{sz}(t)$, вызванной акустическими импульсами. M_S , H_x , H_z и γ – намагниченность насыщения, x - и z -компоненты внешнего поля и гиромангнитное отношение. На рис. 10а показана траектория вектора намагниченности в плоскости $(\delta\theta, \delta\phi)$ (эквивалентно траектории в плоскости yOz) от последовательности двух импульсов накачки в виде дельта-импульсов, начиная с положения равновесия (центр в точке $t = 0$). Поскольку первый акустический импульс изменяет анизотропию вдоль оси Oz , угловой момент приобретает в $\delta\phi$, и прецессия получается на окружности C_1 , как показано стрелкой, с частотой $\omega_0 = \mu_0\gamma\sqrt{H_x(M_S + H_x - K_0)}$. Радиус этой окружности соответствует амплитуде прецессии относительно статического эффективного поля H_{eff} , т.е. в состоянии равновесия. При заданной временной задержке T_{12} второй импульс резко изменяет траекторию $\mathbf{M}(t)$, которая продолжает свое движение прецессии с меньшей амплитудой на внутреннем круге C_2 и с другой фазой. Если второй акустический импульс приходит в более позднее время T_{12}' , траектория эволюционирует на внешней окружности C_2' , соответствующей большей амплитуде прецессии. Два варианта промежутков между импульсами T_{12} представляют особый интерес, как показано на рис. 10б: случаи $T_{12} = \frac{T_{\text{прец}}}{2}$ (или $T_{12}^{(1)} = 0$) и $T_{12} = T_{\text{прец}}$ (или $T_{12}^{(1)} = \frac{T_{\text{прец}}}{2}$) которые ведут, соответственно, к подавлению и максимальному усилению движения прецессии. Экспериментально они соответствуют $T_{12}^{(1)} = 0$ пс и $T_{12}^{(1)} = 36$ пс на рис. 9б. Графическое построение траекторий намагниченности может быть выполнено, когда акустические импульсы имеют конечную длительность τ_p . Такие траектории показаны на рис. 10в. Как видно из рис. 10в, траектории также развиваются по окружностям C_1 и C_2 , которые достигаются по истечении определенного времени. Далее в работе [62], авторы получают аналитическое решение уравнений (38)–(39) для эффективной анизотропии $K(t)$, меняющейся как функция Кренеля, зависящая от длительности импульсов τ_p , которое

показывает справедливость графического решения, полученного на рис. 10в.

Теперь рассмотрим управление динамикой намагниченности с помощью последовательности из трех акустических импульсов, разобранные в работе [62]. Вначале разберем результаты эксперимента. Далее рассматриваются три импульса с соответствующими временными задержками T_{12} и T_{23} , которые можно изменять независимо, а также отношения β_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$). На рис. 11а кривые $\Delta\theta_k(t)$ соответствуют различным задержкам T_{12} и T_{23} . Временная последовательность выбирается так, чтобы прецессия хорошо контрастировала и отличалась от импульса возбуждения. Для этой цели задержки T_{12} варьируются около $\frac{3T_{\text{прец}}}{2}$, т.е. после того, как произошел один полный оборот в плоскости $(\delta\theta, \delta\phi)$ (эквивалентно плоскости yOz). Поэтому удобно использовать относительные задержки $T_{12}^{(3)}$ и $T_{23}^{(3)}$, которые варьируются в широком диапазоне ($T_{23}^{(3)} = -24, -12, 12, 24$ пс) и покрывают более половины периода прецессии (37 пс). На рис. 11а импульсы 2 и 3 имеют одинаковую амплитуду ($\beta_{23} = 1$). Авторы работы [54] далее ищут те значения $T_{12}^{(3)}$, при которых прецессия подавлена и определяют взаимосвязь между задержками $T_{12}^{(3)}$ и $T_{23}^{(3)}$ для управления прецессией. Подавление прецессии представлено на рис. 11б, из которого можно увидеть, что для этого выполняется условие:

$$T_{12}^{(3)} = \frac{-T_{23}^{(3)}}{2}. \quad (41)$$

Рассмотрим теперь теоретический анализ управления амплитудой прецессии с помощью трех акустических импульсов в работе [62]. Уравнение линии с наклоном $-\frac{1}{2}$, заданное уравнением (41), позволяет установить синхронизацию для второго и третьего акустических импульсов, чтобы подавить прецессию намагниченности в любое время. Скачки на кривых рис. 11а соответствуют фазовому сдвигу, который можно сделать как отрицательным (нижняя кривая с запаздыванием фазы), так и положительным (опережающая фаза на верхней кривой), в зависимости от выбора задержки T_{23} между импульсами накачки 2 и 3.

Наиболее общая конфигурация управлением амплитудой прецессии представлена на рис. 10г. На рис. 10г отображается последовательность импульсов с разными амплитудами и временными задержками, так что в конце импульса 3 прецессия подавляется (следуя траектории). Рассматри-

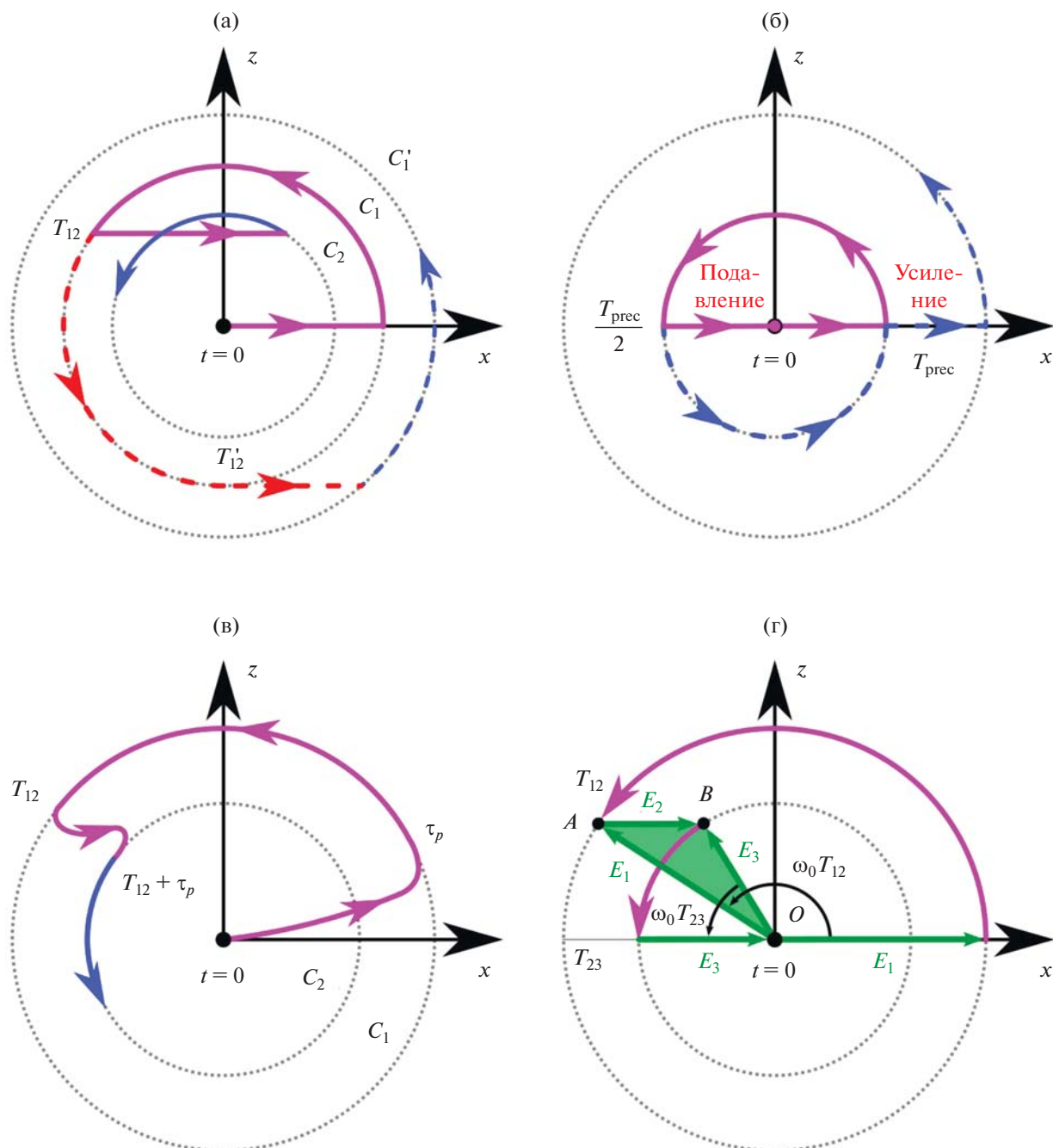


Рис. 10. Схематическое представление траектории намагниченности при воздействии (а, б, в) двумя и (г) тремя акустическими импульсами, основанное на аналогии с маятником. (а) – Траектория, соответствующая уменьшению (сплошная кривая и окружность C_2) или увеличению (пунктирная кривая и окружность C_2') амплитуды прецессии. (б) – Траектория, соответствующая полному подавлению ($T_{12} = \frac{T_{\text{прец}}}{2}$) и максимальному усилению ($T_{12} = T_{\text{прец}}$) амплитуды прецессии. (в) – Траектория, показывающая влияние длительности импульса τ_p . (г) – Схематическое представление управляемой траектории намагниченности при действии трех акустических импульсов. Траектория (сплошная кривая) выбирается для подавления прецессии. Рисунки адаптированы из работы [62].

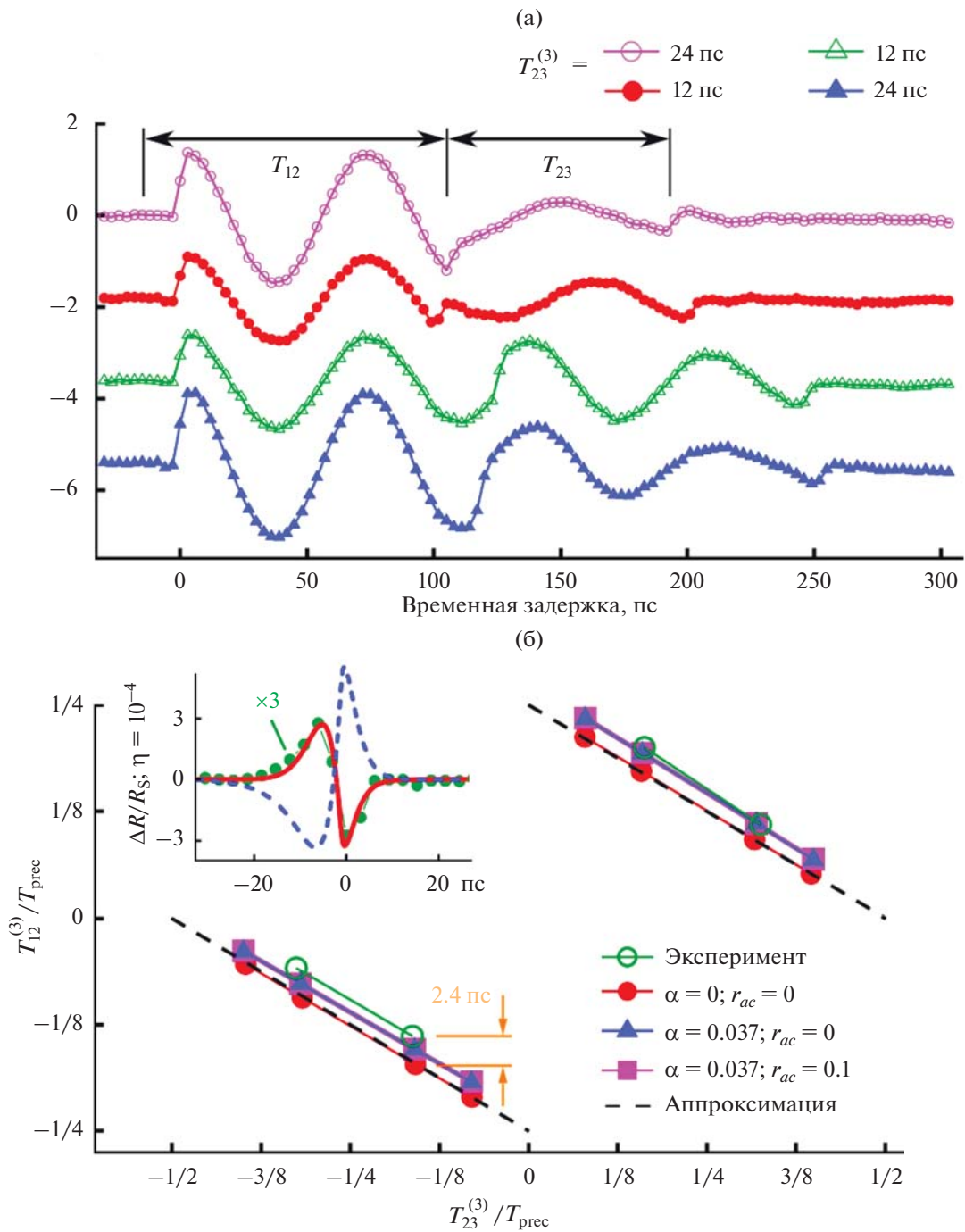


Рис. 11. Управление динамикой намагниченности с помощью трех акустических импульсов накачки. (а) — $\Delta\theta_k$ для различных задержек T_{12} и T_{23} (для $\beta_{23} = 1$). Фиксация T_{23} относительно произвольно заданного T_{12} делается таким образом, чтобы всегда подавлять прецессию. (б) — Соотношение между $T_{12}^{(3)}$ и $T_{23}^{(3)}$ (для $\beta_{23} = 1$) для подавления прецессии и управления фазой прецессии намагниченности (увеличение амплитуды — верхние кривые; уменьшение амплитуды — нижние кривые). Прямые на графике: полые кружки — экспериментальные результаты; кружки, треугольники и квадратики — теоретические расчеты для различных значений параметра затухания Гильберта α и коэффициента акустического отражения r_{ac} . Квадратики: ($\alpha = 0.037; r_{ac} = 0.1$); треугольники: ($\alpha = 0.037; r_{ac} = 0$); кружки: ($\alpha = 0; r_{ac} = 0$); пунктирные линии: уравнение (41). Вставка: эффективный импульс деформации $\eta(t)$ (пунктирная линия), дифференциальный коэффициент отражения (закрашенные кружки — экспериментальные измерения; сплошная красная линия — расчет). Рисунок адаптирован из работы [62].

вая треугольник OAB на данном рисунке и учитывая свойства косинуса и синуса, можно получить:

$$\begin{aligned} \sqrt{\beta_{21}^2 + \beta_{31}^2 + 2\beta_{21}\beta_{31} \cos(\omega_0 T_{23})} &= 1; \\ \sqrt{\beta_{21}^2 + \beta_{32}^2 + 2\beta_{12}\beta_{32} \cos(\omega_0(T_{12} + T_{23}))} &= 1; \\ \sqrt{\beta_{13}^2 + \beta_{23}^2 + 2\beta_{13}\beta_{23} \cos(\omega_0 T_{12})} &= 1; \quad (42) \\ \sin(\omega_0 T_{12}) &= -\beta_{32} \sin(\omega_0(T_{12} + T_{23})) = \\ &= \beta_{31} \cos(\omega_0 T_{23}), \end{aligned}$$

где ω_0 – собственная угловая частота прецессии намагниченности.

Таким образом, авторы работы [62] получают, что можно произвольно выбрать последовательность импульсов и амплитуд, чтобы подавить прецессию, при условии, что уравнение (42) выполняется.

Также авторы работы [62] проводят моделирование динамики намагниченности с использованием уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (3) с учетом магнитоупругого энергетического

члена: $E_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma_s\theta$, где λ_s – коэффициент магнотрикции поликристаллической пленки никеля, $\sigma_s = 3B\eta\frac{(1-\nu)}{(1+\nu)}$ – механическое напряже-

ние, B – объемный модуль упругости, ν – коэффициент Пуассона и η – амплитуда деформации. На вставке к рис. 11б импульс деформации $\eta(t)$ (пунктирная линия) определен как эффективная величина, получаемая из экспериментальных ре-

зультатов $\frac{\Delta R(t)}{R_s}$ дифференциального коэффициента отражения (закрашенные кружки). Кривая с квадратиками на рис. 11б получена для параметра магнитного затухания Гильберта $\alpha = 0.037$, полученного путем аппроксимации экспериментальных результатов. Акустические эхо были учтены для $r_{ac} = 0.1$. В зависимости, представленной треугольниками на рис. 11б, акустические эхо не учитываются ($\alpha = 0.037$; $r_{ac} = 0$), а для зависимости, отмеченной закрашенными кружками, игнорируются не только акустические эхо, но и параметр затухания Гильберта ($\alpha = 0$; $r_{ac} = 0$).

Таким образом, исследование в работе [62] показывает, что управление динамикой намагниченности с помощью акустических импульсов зависит от двух задержек $T_{12}^{(n)}$ и $T_{23}^{(m)}$, значения которых позволяют определить, например, подавление прецессии намагниченности, как показано на рис. 11б, или ее усиление. Также путем численного расчета динамики намагниченности на основе уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (3) с магнитоупругим членом, авторы работы [62] выявляют, что нет влияния конкретной формы

акустических импульсов на усиление или подавление прецессии намагниченности, если они короче $T_{прец}$. Только их относительные задержки и амплитуды могут служить для управления вектором намагниченности посредством изменения магнитоупругой анизотропии. В целом, условия когерентного контроля динамикой намагниченности могут быть определены путем выбора следующих временных промежутков между импульсом накачки и зондирующим импульсом: $T = mT_{прец}$ для усиления прецессии намагниченности и $T = \left(m + \frac{1}{2}\right)T_{прец}$ для ее подавления.

Авторы работы [62] показали, что последовательность из двух или трех акустических импульсов позволяет управлять прецессией ФМР в ферромагнитных пленках, что приводит либо к подавлению, либо к усилению прецессии намагниченности. При использовании двух акустических импульсов управление более ограничено, по сравнению с использованием трехимпульсного режима, потому что возникновение подавления или усиления амплитуды прецессии напрямую связано с целыми числами полупериодов прецессии или полных периодов прецессии. Однако в случае трех акустических импульсов возможно управление амплитудой прецессии при произвольных задержках и амплитудах импульсов. Второй и третий импульсы действуют как единый импульс, форма которого может быть изменена. В работе [62] была получена система дифференциальных уравнений, похожих на уравнения двумерного маятника с внешним импульсным воздействием на основе уравнения Ландау–Лифшица, позволяющая описать амплитуду прецессии в случаях двух и трех импульсов. Рассмотрено простое графическое представление траектории намагниченности, исходя из системы уравнений. Получено, что, несмотря на то, что длительность акустических импульсов соответствует терагерцовому диапазону частот, управление динамикой намагниченности может быть выполнено с предельной точностью, поскольку оно связано с временными задержками акустических импульсов, которые сами генерируются фемтосекундными оптическими импульсами.

В работе [23] была рассмотрена более общая модель генерации обменных магнонов сверхкороткими пикосекундными акустическими импульсами, распространяющимися через тонкие ферромагнитные пленки. Геометрия задачи для возбуждения магнонов представлена на рис. 12а. Постоянное магнитное поле приложено под произвольным углом ξ по отношению к нормали поверхности пленки. Равновесное направление единичного вектора намагниченности \mathbf{m}_0 (где $\mathbf{M}_0 = M_s\mathbf{m}_0$, \mathbf{M}_0 – вектор намагниченности в рав-

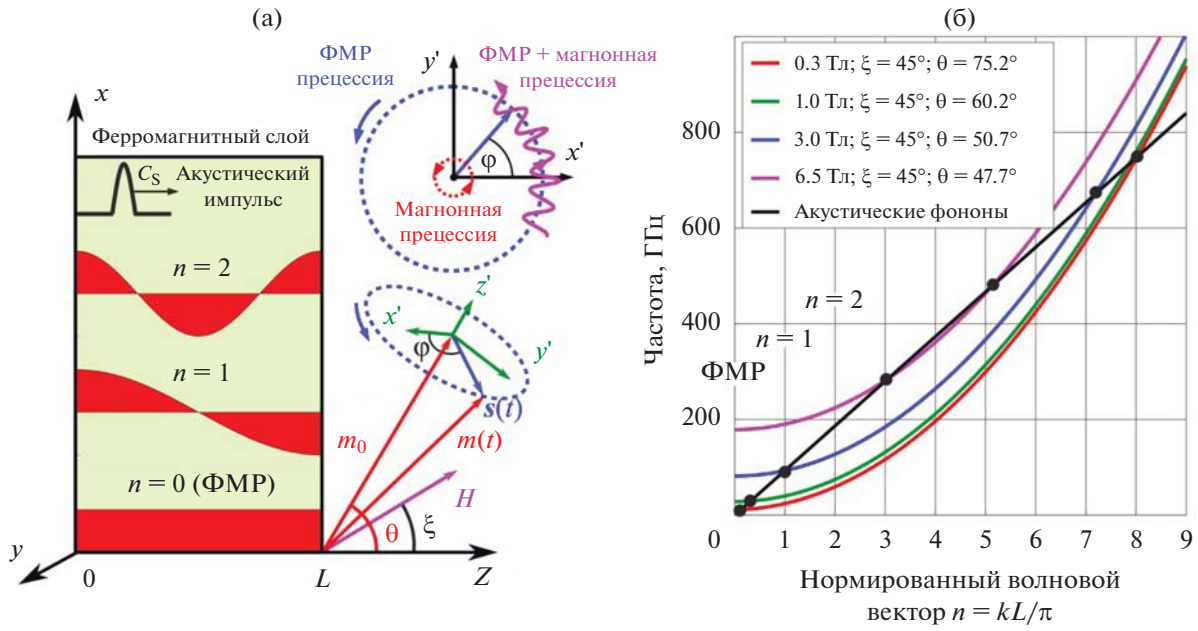


Рис. 12. (а) – Пикосекундные импульсы продольных фононов, распространяющихся со скоростью звука c_s через ферромагнитный слой толщины L , могут возбуждать одновременно ферромагнитный резонанс (ФМР) ($n = 0$) и магныоны ($n > 0$), соответствующие прецессии около положения равновесия намагниченности, наклоненной под углом θ относительно нормали. Внешнее постоянное магнитное поле направлено под углом ξ относительно нормали. (б) – Дисперсия магныонов может регулироваться с помощью изменения внешнего магнитного поля. Точки пересечения дисперсионных кривых магныонов и фононов обозначены черными точками на рисунке. Рисунок адаптирован из работы [23].

новесном состоянии, M_S – намагниченность насыщения образца) не коллинеарно с внешним магнитным полем, при значениях поля меньше поля насыщения, из-за магнитной анизотропии. Вектор \mathbf{m}_0 направлен под углом θ по отношению к нормали поверхности. Акустические импульсы с пространственной шириной, меньшей толщины образца L , распространяются через пленку и локально изменяют направление эффективного магнитного поля, тем самым вызывая прецессионное движение намагниченности. Результирующая динамика намагниченности может быть представлена в виде суммы различных магныонных мод: однородной прецессии намагниченности (ФМР) и обменно-связанных неоднородных магныонных мод. Динамика намагниченности, возбуждаемая акустическими импульсами, описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта для единичного вектора намагниченности $\mathbf{m}(t, z)$, который в отличие от уравнений (29)–(31) становится зависящим от координаты z :

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \mathbf{m}(t, z) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(t, z) + \alpha \mathbf{m}(t, z) \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}. \quad (43)$$

Эффективное магнитное поле находится как функциональная производная плотности свободной энергии:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 M_0} \frac{\partial F}{\partial \mathbf{m}} + \frac{1}{M_0} \sum_{p=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_p} \frac{\partial F}{\partial \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_p} \right)}. \quad (44)$$

Плотность свободной энергии F ферромагнитной тонкой пленки представляет собой сумму:

$$F = F_z + F_d + F_{\text{ex}} + F_{\text{me}}(t, z), \quad (45)$$

где плотность Зеемановской энергии записывается в виде:

$$F_z = -\mu_0 M_0 \mathbf{m} \mathbf{H}. \quad (46)$$

Плотность энергии диполь-дипольного взаимодействия имеет вид:

$$F_d = \frac{1}{2} \mu_0 M_0^2 m_z^2. \quad (47)$$

Плотность обменной энергии записывается в виде:

$$F_{\text{ex}} = \frac{1}{2} M_0^2 \sum_{p=1}^3 D \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_p} \right)^2 \quad (48)$$

и характеризуется обменной жесткостью D . Магнитоупругая энергия:

$$F_{\text{me}}(t, z) = b_1 M_0^2 m_z^2 \epsilon_{zz}(z, t). \quad (49)$$

В последнем термине магнитоупругая постоянная b_1 связывает нормальную составляющую

намагниченности m_z с динамической деформацией $\epsilon_{zz}(z, t)$, распространяющейся в направлении z (в работе [23] рассмотрение ограничено одной ненулевой составляющей деформации zz).

Учитывая, что плотность свободной энергии в уравнении (45) представляет собой суперпозицию различных членов, авторы работы [23] записывают эффективное магнитное поле в уравнении как сумму соответствующих вкладов:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_d + \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_{me}(z, t), \quad (50)$$

где \mathbf{H} – внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_d – поле размагничивания, \mathbf{H}_{ex} – поле обмена и зависящее от времени магнитоупругое поле $\mathbf{H}_{me}(z, t)$.

После расчета функциональных производных от плотности энергии (45), авторы работы [23] получают проекции эффективного магнитного поля:

$$H_{\text{eff},x} = D \frac{\partial^2 m_x}{\partial z^2} + H \sin \xi, \quad (51)$$

$$H_{\text{eff},y} = D \frac{\partial^2 m_y}{\partial z^2}, \quad (52)$$

$$H_{\text{eff},z} = D \frac{\partial^2 m_z}{\partial z^2} + H \cos \xi - M_0 m_z - \frac{2b_1}{\mu_0 M_0} m_z \epsilon_{zz}(z, t). \quad (53)$$

Затем авторы работы [23] анализируют случай без диссипации, т.е. рассматривается уравнение Ландау–Лифшица (43) в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}. \quad (54)$$

Далее авторы работы вводят небольшое динамическое возмущение $|\mathbf{s}(z, t)| \ll |\mathbf{m}_0|$ вектора намагниченности, колеблющегося вокруг равновесного направления намагниченности $\mathbf{m}_0 = (\sin \theta, 0, \cos \theta)$:

$$m_x = \sin \theta + s_x(z, t), \quad (55)$$

$$m_y = s_y(z, t), \quad (56)$$

$$m_z = \cos \theta + s_z(z, t). \quad (57)$$

Авторы работы [23] рассматривают граничные условия для намагниченности в виде свободных спинов на поверхности пленки и получают решение $\mathbf{s}(z, t)$ в следующем виде:

$$\mathbf{s}(z, t) = \sum_{n=0}^N \mathbf{s}^{(n)}(t) \cos(k_n z), \quad (58)$$

где $k_n = \frac{\pi n}{L}$. Путем подстановки данного выражения в выражения для m_x, m_y, m_z (55)–(57), а затем в

векторное уравнение (54), и сохраняя только линейные члены в уравнениях, в работе [23] получают следующую систему дифференциальных уравнений для проекций вектора $\mathbf{s}(z, t)$:

$$\frac{ds_x^{(n)}}{dt} = A_{12}^{(n)} s_y^{(n)}, \quad (59)$$

$$\frac{ds_y^{(n)}}{dt} = A_{21}^{(n)} s_x^{(n)} + A_{23}^{(n)} s_z^{(n)} + \frac{2\gamma b_1 \sin \theta \cos \theta}{M_0} \epsilon_{zz}^{(n)}(t), \quad (60)$$

$$\frac{ds_z^{(n)}}{dt} = A_{32}^{(n)} s_y^{(n)}, \quad (61)$$

$$\epsilon_{zz}^{(n)}(t) = \frac{1}{L} \int_0^L \epsilon_{zz}(z, t) \cos(k_n z) dz. \quad (62)$$

$$A_{12}^n = -\gamma \mu_0 \left[(Dk_n^2 - M_0) \cos \theta + H \cos \xi \right], \quad (63)$$

$$A_{21}^n = -A_{12}^n, \quad (64)$$

$$A_{23}^n = -\gamma \mu_0 \left[(Dk_n^2 + M_0) \sin \theta + H \sin \xi \right], \quad (65)$$

$$A_{32}^n = \gamma \mu_0 \left[Dk_n^2 \sin \theta + H \sin \xi \right]. \quad (66)$$

Система уравнений (59)–(61) может быть сведена к уравнению гармонического осциллятора для каждой магнонной моды. Взяв производную по времени от уравнения (60) и используя уравнения (59) и (61), легко получить следующее уравнение:

$$\frac{d^2 s_y^{(n)}}{dt^2} + \omega_n^2 s_y^{(n)} = \frac{2\gamma b_1 \sin \theta \cos \theta}{M_0} \frac{d\epsilon_{zz}^{(n)}(t)}{dt}, \quad (67)$$

где частота магнонов задается следующим дисперсионным соотношением:

$$\omega_n = \omega(k_n) = \sqrt{-A_{12}^{(n)} A_{21}^{(n)} - A_{23}^{(n)} A_{32}^{(n)}}. \quad (68)$$

Для компоненты $s_z^{(n)}$ в работе [23] получается аналогичное уравнение:

$$\frac{d^2 s_z^{(n)}}{dt^2} + \omega_n^2 s_z^{(n)} = \frac{2A_{32}^{(n)} \gamma b_1 \sin \theta \cos \theta}{M_0} \epsilon_{zz}^{(n)}(t). \quad (69)$$

Добавляя член затухания в уравнение (63), авторы статьи [23] получили наиболее важное аналитическое уравнение работы:

$$\frac{d^2 s_z^{(n)}}{dt^2} + 2\alpha \omega_n \frac{ds_z^{(n)}}{dt} + \omega_n^2 s_z^{(n)} = f_n(t), \quad (70)$$

где

$$f_n(t) = \frac{\mu_0 \gamma^2 b_1 \sin(2\theta) (Dk_n^2 \sin \theta + H \sin \xi)}{M_0 L} \times \int_0^L \epsilon_{zz}(z, t) \cos(k_n z) dz. \quad (71)$$

Константа затухания для магнонов в уравнении (70), определяемая параметром затухания Гильберта α , была включена в уравнение феноменологическим способом, основанным на том факте, что время жизни магнона обратно пропорционально его частоте. Эта модель будет действительной до терагерцовых частот [23]. Аналитическое решение уравнения (70) может быть записано с помощью функции Грина $G_n(t)$:

$$G_n(t) = H(t) \frac{1}{\omega_n \sqrt{1 - \alpha^2}} e^{-\alpha \omega_n t} \sin(\omega_n \sqrt{1 - \alpha^2} t), \quad (72)$$

которая представляет собой решение уравнения (70) при возбуждении дельта-импульсом. Здесь $H(t)$ – функция Хевисайда. Решение для произвольной зависящей от времени внешней силы, заданной уравнением (71), записывается следующим образом:

$$s_z^{(n)}(t) = \int_{-\infty}^t f_n(t') G_n(t - t') dt' \quad (73)$$

и позволяет рассчитать акустически индуцированную динамику для всех магнонных мод. Также в работе [23] получены зависимости эффективности возбуждения магнонов от длительности акустических импульсов и внешнего магнитного поля, которые показывают главную роль ширины полосы спектра акустического импульса и фазон-магнонного фазового согласования.

Основным результатом работы [23] является то, что ультракороткие акустические импульсы, распространяющиеся через тонкие ферромагнитные образцы, должны возбуждать не только прецессию ФМР, но и обменные магноны высокого порядка, попадающие в спектральную полосу акустических импульсов. Хотя эффективность возбуждения магнонов естественным образом повышается при выполнении условий фазон-магнонного фазового согласования, моделирование показывает, что обменные магноны с измеримыми амплитудами возбуждаются даже тогда, когда дисперсионные кривые фононов и магнонов не пересекаются. Эффективность возбуждения обменных магнонов определяется скорее акустической полосой пропускания, чем фазовым согласованием [23]. Оптимальные условия для сверхбыстрой магнитоупругой генерации обменных магнонов могут быть выяснены из систематического численного моделирования в зависимости от множества физических параметров, таких как обменная жесткость, константа затухания Гильберта, толщина образца, длительность акустического импульса и т.д. Такой анализ может быть весьма полезен в свете экспериментов, свидетельствующих о сверхбыстром оптическом возбуждении обменных магнонов в ферромагнитных тонких пленках [30, 31], где возможный

вклад магнитоупругого возбуждения обменных магнонов маскируется доминирующим механизмом сверхбыстрого размагничивания [9]. Можно предположить применение простой теории к экспериментальным исследованиям возбуждения магнонов в толстых ферромагнитных пленках, характеризующихся квазинепрерывным спектром магнонов и предлагающих физическую интерпретацию в терминах распространяющихся импульсов магнонов [26, 61].

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАВ (ВОЗБУЖДЕННЫХ СВЕРХБЫСТРЫМ СПОСОБОМ) С МАГНИТНЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ

Интересной областью современной магнитоакустики является взаимодействие ПАВ с магнитной подсистемой в планарных наноструктурах [63–66]. Условия этого взаимодействия недостаточно выяснены, особенно для неоднородных типов колебаний намагниченности, таких как магнитоэлектрические спиновые волны [24, 59]. Изучение взаимодействия ПАВ с намагниченностью в тонких ферромагнитных пленках мотивировано красивой физикой и новыми принципами магнитной записи [24, 59]. В большинстве работ возбуждение поверхностных магнитоупругих волн осуществляется микрополосковой техникой (встречно-штыревые преобразователи) с применением сегнетоэлектрических подложек, на которых расположены пленки ферромагнетика, в которых уже и возбуждаются магнитоупругие поверхностные волны [35, 64, 67–71]. В одном из предыдущих параграфов мы уже упоминали работы по переключению намагниченности и возбуждению магнитных колебаний в нанозементах, находящихся на сегнетоэлектрических подложках под действием ПАВ, возбужденных встречно-штыревыми преобразователями. Это работы группы Дэвиса, Атуласимхси и других групп [46–50, 55, 56, 72].

Но наиболее перспективным представляется способ возбуждения и детектирования поверхностных магнитоупругих волн (ПМУВ) с помощью сверхкоротких лазерных импульсов. Такой способ имеет несомненное преимущество – гораздо лучшее временное и пространственное разрешение, чем в традиционной технике возбуждения ПМУВ. Детектирование возбужденных оптическим методом магнитоупругих волн осуществляют с помощью эффектов Керра или Фарадея. Амплитуда акустической деформации резко меняется в различных экспериментах. Максимальная амплитуда деформации, генерируемая в системах со встречно-штыревыми преобразователями, составляет порядка 0.05% [73], в то время как амплитуда лазерно-индуцированной деформации получается <0.1% [74]. В гибридной двухслойной структуре Au/Co и слое Al, возбуж-

даемом ультракоротким лазерным импульсом, в объемной продольной волне наблюдалась гигантская амплитуда деформации вплоть до 1% [3, 4]. В работе [60] наблюдалось возбуждение ПАВ с амплитудой деформации до 1% за счет нелинейного механизма самофокусировки волны. Но такие большие амплитуды ПАВ приводили к разрушению поверхности кристалла кремния [60].

Одним из перспективных способов возбуждения и детектирования ПМУВ в металлических пленках и планарных наноструктурах является использование техники динамической дифракционной решетки “transient grating”, которая как раз позволяет использовать современные фемтосекундные лазеры для этой цели и имеет очень хорошее временное разрешение [24, 36, 59, 63, 74–78]. Кроме того, пространственное разрешение этого метода возбуждения ПАВ можно повысить использованием его совместно с методом рентгеновской дифракции синхротронного излучения на упругих неоднородностях среды [74, 79]. В работах [24, 36] проведены эксперименты по генерации магнитоупругих поверхностных волн в касательно намагниченных пленках никеля с использованием сверхбыстрого лазерного возбуждения вышеупомянутой техники.

В геометрии “transient grating” короткие лазерные импульсы света с длиной волны 400 нм интерферируют на поверхности образца, что приводит к пространственно периодическому возбуждению образца, как показано на рис. 13а. В этой геометрии возбуждаются все упругие моды с волновыми векторами, равными волновому вектору решетки, в том числе и моды, не являющиеся собственными модами поверхностных акустических волн. Через некоторое время после импульса накачки подается зондирующий импульс с длиной волны 800 нм, который проходит через пленку с подложкой и далее детектируется магнитооптический сигнал Фарадея (рис. 13а). Образец помещается в магнитное поле, которое в работе [59] менялось в пределах от -1500 до $+1500$ Э. Магнитное поле направлено в плоскости образца и может направляться под произвольным углом в плоскости. Изменение постоянного магнитного поля позволяет изменять частоту ФМР согласно формуле Киттеля:

$$\Omega_0 = \gamma\mu_0\sqrt{H(H + M_0)}. \quad (74)$$

Исследуемые образцы представляют собой тонкие поликристаллические пленки никеля толщинами 40–60 нм на подложках из стекла толщиной 1 мм.

Данные, показывающие временную зависимость сигнала Фарадея, приведены на рис. 13б для пленки толщиной 40 нм. Данные на рис. 13б показывают, что амплитуда и частота колебаний уменьшаются по мере увеличения простран-

ственного периода динамической интерференционной решетки. Динамика в течение первых нескольких наносекунд представляет собой картину биений, что предполагает наличие как минимум двух различных магнитоупругих волн. Кроме сигнала Фарадея в эксперименте измеряется также рассеяние лазерного луча на упругих неоднородностях пленки. Таким образом, экспериментальная схема чувствительна к упругим волнам и связанным с ними структурным искажениям. В работе [59] было обнаружено возбуждение 2 типов поверхностных упругих волн: поверхностной акустической волны Рэлея и “вытекающей” продольной волны. Обнаружено резонансное возбуждение магнитных колебаний на частотах этих волн при изменении напряженности постоянного магнитного поля.

Упругие волны, распространяющиеся вдоль поверхности, эффективно возбуждаются импульсным лазерным источником, обеспечивающим значительный градиент термоупругих напряжений в направлении, параллельном поверхности. Примером такого источника может быть луч, остро сфокусированный в тонкую полосу на поверхности, а также периодическая структура интерференционных полос [59]. Расчет акустического поля такого источника может быть произведен методом функций Грина [80]. При этом термоупругий источник на поверхности приближенно описывается в виде компоненты напряжения $\sigma_{31} \sim \delta(t)\delta(x)$, действующей на поверхности $z = 0$. Акустическое решение этой гранично-начальной задачи собирается в виде линейной комбинации собственных функций волнового уравнения в упругой среде. На поверхности решение представляет собой две выраженные моды: импульс, бегущий со скоростью продольной волны в среде, и импульс рэлеевской ПАВ. Заметим, что продольная мода на поверхности обладает утечкой в поперечную объемную волну, вследствие чего экспоненциально затухает при распространении [80]. В пределах источника обе моды эффективно взаимодействуют с магнитной подсистемой.

В более поздней работе [24] также обнаружено возбуждение колебаний, соответствующих комбинационным частотам и субгармоникам для указанных волн. Рассмотрим более подробно это интересное явление.

Введем для удобства следующие обозначения. Поверхностную акустическую волну Рэлея обозначим английской аббревиатурой SAW, ее циклическую частоту как ω_{SAW} . Вытекающую продольную волну обозначим как SSLW и циклическую частоту волны как ω_{SSLW} . Эти акустические волны, возбужденные с помощью техники “transient grating”, взаимодействуют одновременно с прецессией ФМР в никелевой пленке. В экспери-

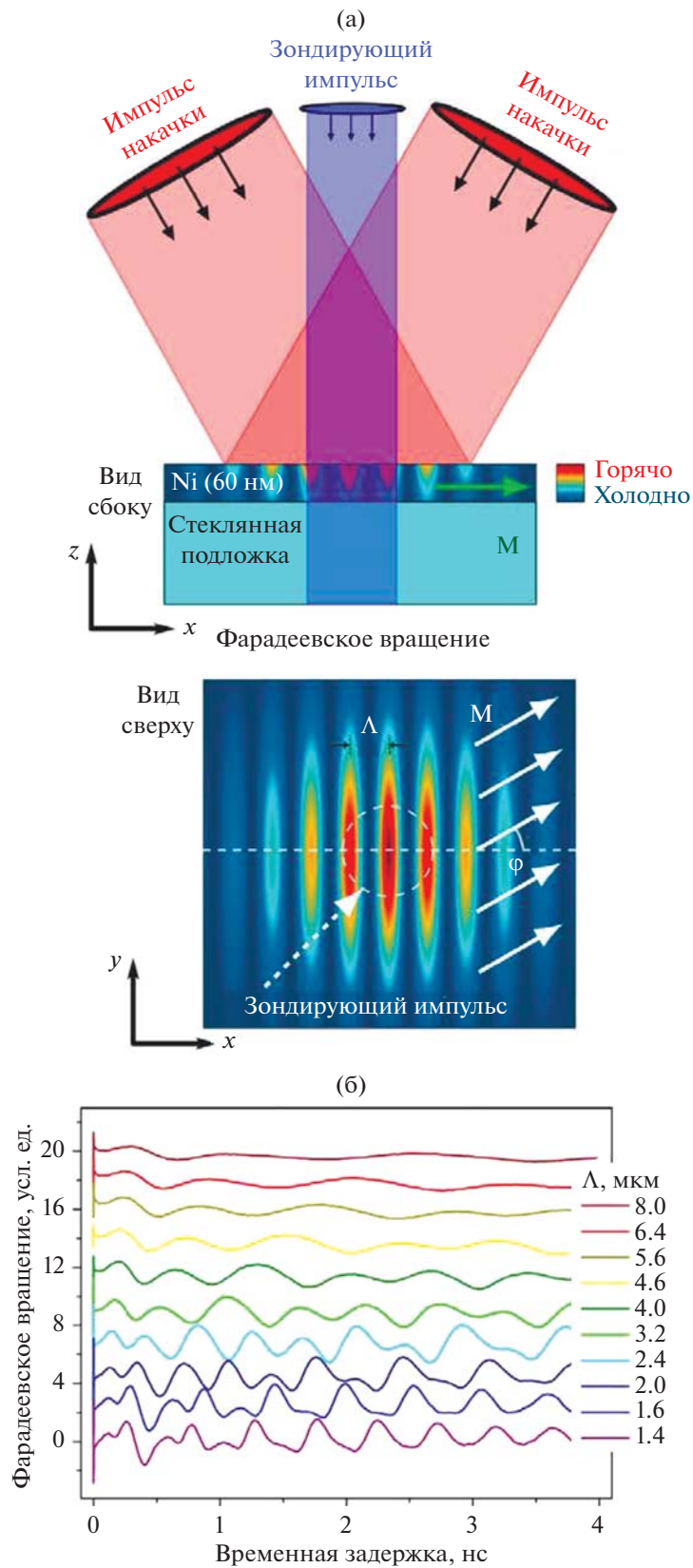


Рис. 13. (а) – Экспериментальная геометрия, показывающая тонкую никелевую пленку на стеклянной подложке. (б) – Временные зависимости сигнала Фарадея от пленки при разных периодах пространственной решетки, формируемой дифракционной картиной на поверхности пленки. По мере увеличения периода пространственной решетки прецессия намагниченности уменьшается по частоте и амплитуде. Рисунок адаптирован из работы [59].

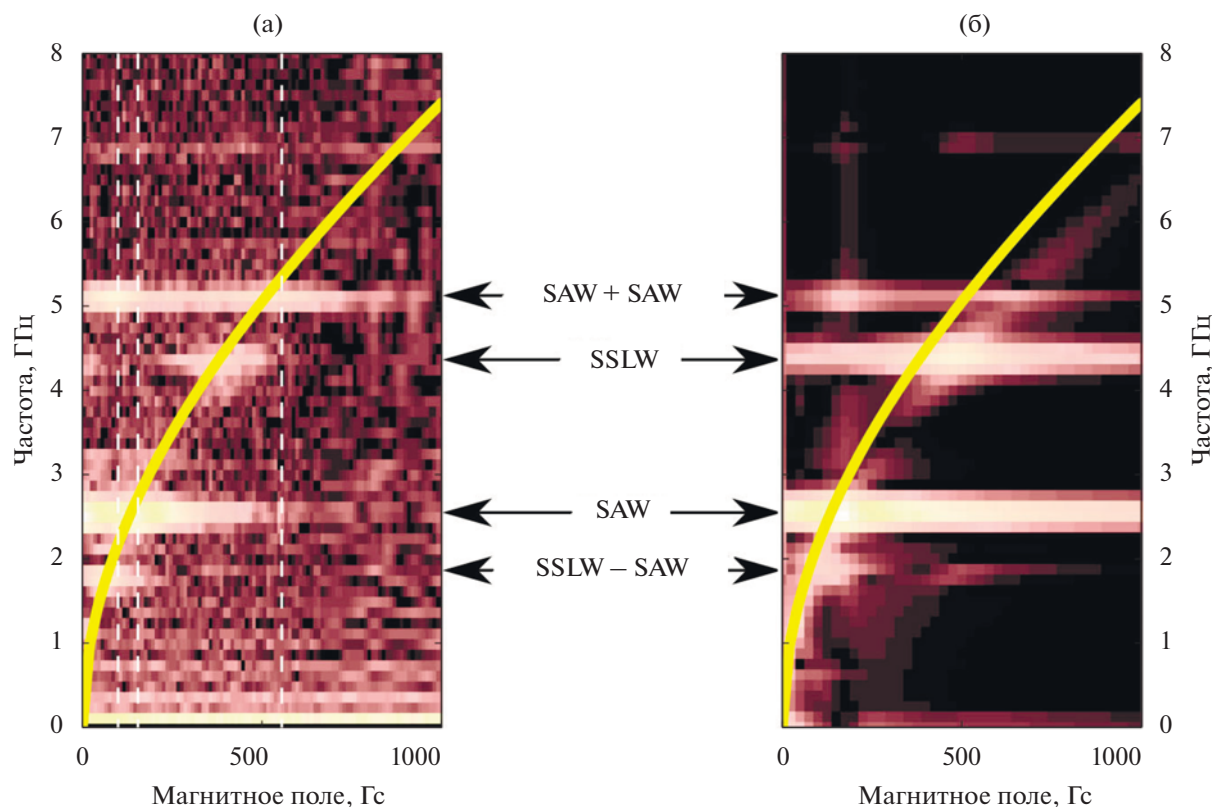


Рис. 14. (а) – Экспериментальные спектры Фурье временных зависимостей сигнала Фарадея в зависимости от приложенного магнитного поля. (б) – Численное решение уравнения (75) параметрического осциллятора. Желтая сплошная линия соответствует частоте ФМР. Рисунок адаптирован из работы [24].

ментах [24] наблюдалось возбуждение магнитных колебаний на суммарной и разностной частотах SAW и SSLW: $\omega_{\pm} = \omega_{\text{SSLW}} \pm \omega_{\text{SAW}}$ соответственно, и генерация вторых гармоник SAW и SSLW (рис. 14).

В работе [24] постоянное магнитное поле \mathbf{H} было приложено в плоскости образца под углом $\varphi = 30^\circ$ относительно волнового вектора генерируемых акустических волн. Для удобства визуализации спектральные амплитуды преобразования Фурье отдельных зависимостей намагниченности от времени отображаются на плоскости как показано на рис. 14б. В диапазоне магнитных полей до 1000 Э частота ФМР может быть настроена на частоты акустических волн: 2.55 ГГц для SAW и 4.35 ГГц для SSLW соответственно, их разностные (1.8 ГГц) и суммарные (6.9 ГГц) частоты, а также на частоту второй гармоники SAW (5.1 ГГц). Акустические частоты определяются материалом подложки и фиксируются после того, как экспериментально выбран период дифракционной картины, например, равный $\Lambda = 2.2$ мкм. Амплитуда рэлеевской волны много больше, чем у SSLW, что приводит к сильному сигналу на частоте прецессии 2.55 ГГц для линейного отклика и его второй гармоники (5.1 ГГц),

а также к гораздо более слабым сигналам суммарной и разностной частот SSLW.

Таким образом, в соответствии с результатами работы [24], можно рассматривать акустическую волну как монохроматическую упругую волну (SAW) с небольшим дополнительным вкладом SSLW.

Линеаризация уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта в окрестности направления равновесной намагниченности приводит к уравнению параметрического осциллятора:

$$\ddot{m} + \Gamma_0 \dot{m} + (\Omega_0^2 + \Omega_1^2 e_{xx}(t))m = F_0 e_{xx}(t), \quad (75)$$

где $m = \frac{M_y(t)}{M_0}$, $M_y(t)$ – динамическая часть y -проекции вектора намагниченности.

Впервые уравнения для магнитоупругой нелинейной динамики для магнитной пленки были получены в работе [45].

Уравнение (75) представляет собой аппроксимацию более сложного уравнения, полученного авторами работы [24]. Детальный анализ показывает, что релаксационный член $\Gamma(t) = \Gamma_0 + \Gamma_1 e_{xx}(t)$ также модулируется упругой

деформацией $e_{xx}(t)$. В уравнении также существуют нелинейные члены высокого порядка, пропорциональные $e_{xx}(t)m^2$ и $e_{xx}(t)\frac{dm}{dt}m$. Однако доминирующими членами в уравнении колебаний намагниченности, в смысле параметрического преобразования частот, являются параметрическая модуляция частоты ФМР $\Omega^2(t) = (\Omega_0^2 + \Omega_1^2 e_{xx}(t))$ и внешняя движущая сила $F_0 e_{xx}(t)$.

На рис. 14б показаны результаты численного решения уравнения (75). По сравнению с рис. 14а, где отображены экспериментальные данные, можно увидеть сходство экспериментальных данных с расчетным откликом и, в частности, появление гармоник упругих волн. В моделировании частоты SAW и SSLW извлекаются из экспериментальных данных.

На основе модели параметрического осциллятора получено хорошее согласие теории возбуждения колебаний на комбинационных частотах и субгармониках с экспериментом (рис. 14) [24, 59].

В работе [81], на основе полной энергии никелевой пленки, построена простая аналитическая модель, позволяющая описать угловые зависимости сигнала Фарадея, для возбуждения ФМР с помощью ПАВ.

Исследования сверхбыстрого оптического возбуждения поверхностных магнитоупругих волн активно продолжаются для случаев нанорешеток [44], наночастиц [2], нанополосок [82].

НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ СВЕРХБЫСТРОЙ МАГНИТОАКУСТИКИ

Теперь перейдем к описанию в целом нерешенных проблем по сверхбыстрой магнитоакустике.

Несмотря на достаточно большое количество работ по сверхбыстрой магнитоакустике, таких исследователей как, например, Щербаков (Россия), Берк (США), Биго (Франция), теория взаимодействия коротких акустических импульсов с магнитными наноструктурами еще недостаточно проработана. В частности, теория не учитывает таких важных моментов как, например, локализацию упругого импульса при возбуждении магнонов в магнитных пленках, и временного синхронизма при этом взаимодействии. На сегодняшний день также остаются не выявленными условия оптимизации перемагничивания магнитных наночастиц и наноструктур сверхкороткими упругими импульсами, и в этом направлении проведено еще очень мало экспериментов.

Стоит упомянуть работу Берка с соавторами [17], в которой описывается возбуждение магнитоупругих колебаний в наночастице короткими лазерными импульсами. В работе была получена теория магнитоупругих колебаний и проведен расчет амплитуд этих колебаний с учетом магнитоупругой щели в спектре колебаний. Однако анализ, проведенный в [17], является неполным и решение уравнений магнитоупругости ведется приближенными аналитическими методами. Поэтому проблема связанных магнон-фононных мод в наночастицах требует дальнейшего развития.

К настоящему моменту недостаточно исследованы сверхбыстрые магнитоупругие взаимодействия в метасредах [83], слоистых средах [84], особенно в нелинейном приближении [85, 86]. Отдельным малоизученным вопросом является взаимодействие клиновых волн, возбужденных сверхбыстрыми методами с магнитными колебаниями [87, 88].

Стоит также указать на новые материалы, которые могут быть использованы в сверхбыстрой магнитоакустике. Новым классом магнитных материалов являются материалы с магнитной МАХ-фазой с незначительной магнитокристаллической анизотропией и, возможно, большим значением константы магнитоупругости. Именно эти материалы могут быть хорошими кандидатами для будущих исследований в области магнитоакустики [89, 90]. Пленки и частицы с магнитной МАХ-фазой могут быть использованы во многих экспериментах по сверхбыстрой магнитоакустике [91, 92].

В большинстве работ по сверхбыстрой магнитоакустике авторы ограничиваются только анализом акустически индуцированной прецессии ФМР [61, 62], т.е. пренебрегают возможным вкладом акустически возбужденных обменных магнонов. Недавно в работе [23] было показано, что обменные магноны могут эффективно возбуждаться только в том случае, когда пространственная протяженность акустических импульсов в направлении распространения меньше, чем характерный размер магнитной наноструктуры в направлении распространения. Также много вопросов еще осталось по когерентному контролю коротких спиновых волн с помощью сверхкоротких акустических импульсов. Например, условия синхронного возбуждения магнонов разных порядков. Все эти вопросы еще предстоит решать.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Постараемся резюмировать основные результаты, полученные в сверхбыстрой магнитоакустике за последнее десятилетие.

Проведены эксперименты по возбуждению спиновых волн короткими упругими импульсами в многослойных наноструктурах, содержащих ферромагнитные слои металла, полупроводника или диэлектрика в геометрии “накачка-зонд”. Разработаны экспериментальные методы возбуждения, детектирования и определения характеристик магнитных колебаний в наночастицах с помощью фемтосекундного лазера. Проведено теоретическое исследование переключения намагниченности в тонких пленках Терфенола и поликристаллических наночастицах никеля, индуцированного прохождением через пленку или частицу ультракоротких импульсов акустических волн и магнитоупругим взаимодействием. Показано, что порог переключения зависит от длительности акустического импульса, анизотропии формы магнитной эллиптической наночастицы, амплитуды внешнего магнитного поля и коэффициента магнитострикции. Получены магнитоупругие диаграммы переключения, позволяющие одновременно визуализировать порог переключения и его характерную временную шкалу в зависимости от различных физических параметров. Получена аналитическая модель возбуждения коротких спиновых волн пикосекундными упругими импульсами в тонких пленках и получены условия оптимизации возбуждения магнонов. Проведены эксперименты по возбуждению поверхностных магнитоупругих волн в магнитных пленках и нанорешетках под действием импульсов фемтосекундного лазера и техники “transient grating”. Обнаружено параметрическое взаимодействие возбужденных ПАВ с магнитными колебаниями в указанных наноструктурах. Построена модель параметрического магнитоупругого осциллятора, описывающая процессы преобразования частот при взаимодействии ПАВ и спиновых колебаний пленок.

В целом, сверхбыстрая магнитоакустика является перспективным направлением из-за возможности быстрого и энерго-эффективного контроля магнитных колебаний с помощью коротких упругих импульсов. В статье сделана попытка обобщить опыт по сверхбыстрой магнитоакустике и представить проблемы в нескольких областях этой ветви науки, связанных с акустическим управлением, включая ФМР, переключение намагниченности, нелинейную спиновую динамику, взаимодействие ПАВ с магнитными колебаниями, возбужденных сверхкороткими лазерными импульсами. Стоит отметить, что многие из перечисленных областей до сих пор являются новыми научными областями с большим потенциалом применения. При этом, акустический кон-

троль магнетизма может быть расширен дальше. Например, перспективными являются магнитоупругие явления в антиферромагнетиках, и можно ожидать акустического резонансного возбуждения антиферромагнетика на ТГц-частотах и, следовательно, ТГц-спиновой накачки с использованием ТГц-акустических волн. Область акустических манипуляций магнитным состоянием наноструктур стоит на пороге дальнейших значительных прорывов, и мы надеемся, что этот обзор стимулирует дальнейшие исследования физических явлений, связывающих между собой спиновые и решеточные степени свободы и приведет к появлению новых приложений сверхбыстрой магнитоакустики.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-12-50236.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kovalenko O., Pezeril T., Temnov V.V.* New concept for magnetization switching by ultrafast acoustic pulses // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. № 26. P. 266602.
2. *Vlasov V.S., Lomonosov A.M., Golov A.V., Kotov L.N., Besse V., Alekhin A., Kuzmin D.A., Bychkov V., Temnov V.V.* Magnetization switching in bistable nanomagnets by picosecond pulses of surface acoustic waves // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 101. № 2. P. 024425.
3. *Temnov V.V.* Ultrafast acousto-magneto-plasmonics // *Nature Photonics.* 2012. V. 6. P. 728–736.
4. *Temnov V.V., Klieber C., Nelson K.A., Thomay T., Knittel V., Leitenstorfer A., Makarov D., Albrecht M., Bratschitsch R.* Femtosecond nonlinear ultrasonics in gold probed with ultrashort surface plasmons // *Nat. Commun.* 2013. V. 4. P. 1468.
5. *Kotov L., Severin P., Vlasov V., Beznosikov D.* Determination of magnetoelastic oscillations in ferrite plate with different values of anisotropy constant // *EPJ Web of Conferences.* 2018. V. 185. P. 02005.
6. *Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе // *Радиотехника и электроника.* 2009. Т. 54. № 7. С. 863–874.
7. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе // *Радиотехника и электроника.* 2014. Т. 59. № 5. С. 482–497.
8. *Vlasov V.S., Kotov L.N., Asadullin F.F.* Nonlinear oscillations in a thin ferrite film close to the condition of magnetoacoustic resonance // *JMMM.* 2006. V. 300. № 1. P. e48–e51.
9. *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.

10. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1991. 304 с.
11. Matsuda O., Larciprete M.C., Li Voti R., Wright O.B. Fundamentals of picosecond laser ultrasonics // Ultrasonics. 2015. V. 56. P. 3–20.
12. Kim J.W., Vomir M., Bigot J.Y. Ultrafast magnetoacoustics in nickel films // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. № 16. P. 166601.
13. Scherbakov A.V., Salasyuk A.S., Akimov A.V., Liu X., Bombeck M., Brüggemann C., Yakovlev D.R., Sapega V.F., Furdyna J.K., Bayer M. Coherent magnetization precession in ferromagnetic (Ga,Mn)As induced by picosecond acoustic pulses // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. № 11. P. 117204.
14. Linnik T.L., Scherbakov A.V., Yakovlev D.R., Liu X., Furdyna J.K., Bayer M. Theory of magnetization precession induced by a picosecond strain pulse in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. № 21. P. 214432.
15. Deb M., Popova E., Hehn M., Keller N., Mangin S., Malinowski G. Picosecond acoustic-excitation-driven ultrafast magnetization dynamics in dielectric Bi-substituted yttrium iron garnet // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. № 17. P. 174407.
16. Deb M., Popova E., Zeuschner S., Hehn M., Keller N., Mangin S., Malinowski G., Bargheer M. Generation of spin waves via spin-phonon interaction in a buried dielectric thin film // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. № 2. P. 024411.
17. Berk C., Jaris M., Yang W., Dhuey S., Cabrini S., Schmidt H. Strongly coupled magnon–phonon dynamics in a single nanomagnet // Nat. Commun. 2019. V. 10. P. 2652.
18. Yang W.G., Jaris M., Berk C., Schmidt H. Preferential excitation of a single nanomagnet using magnetoelastic coupling // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. № 10. P. 104434.
19. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Излучение электромагнитной волны из магнитной пленки при воздействии фемтосекундного импульса света // Журн. радиоэлектроники. 2020. № 6.
20. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Электромагнитное излучение при ударном изменении намагниченности под действием фемтосекундного импульса света // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 11. С. 3–5.
21. Bigot J.Y., Vomir M., Andrade L.H.F., Beaurepaire E. Ultrafast magnetization dynamics in ferromagnetic cobalt: The role of the anisotropy // Chemical Physics. 2005. V. 318. № 1–2. P. 137–146.
22. Bigot J., Vomir M. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures // Ann. Phys. (Berlin). 2013. V. 525. № 1–2. P. 2–30.
23. Besse V., Golov A.V., Vlasov V.S., Alekhin A., Kuzmin D., Bychkov I.V., Kotov L.N., Temnov V.V. Generation of exchange magnons in thin ferromagnetic films by ultrashort acoustic pulses // JMMM. 2020. V. 502. P. 166320.
24. 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-resonance oscillator // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. № 6. P. 060409(R).
25. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Колебания намагниченности в магнитоупругой среде при ударном воздействии упругого смещения // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 4.
26. Bombeck M., Salasyuk A.S., Glavin B.A., Scherbakov A.V., Brüggemann C., Yakovlev D.R., Sapega V.F., Liu X., Furdyna J.K., Akimov A.V., Bayer M. Excitation of spin waves in ferromagnetic (Ga,Mn)As layers by picosecond strain pulses // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. № 19. P. 195324.
27. Jäger J.V., Scherbakov A.V., Glavin B.A., Salasyuk A.S., Champion 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(R).
28. Jäger J.V., Scherbakov A.V., Linnik T.L., Yakovlev D.R., Wang M., Wadley P., Holy V., Cavill S.A., Akimov A.V., Rushforth A.W., Bayer M. Picosecond inverse magnetostriction in galferol thin films // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 032409.
29. Lejman M., Shalagatskyi V., Kovalenko O., Pezeril T., Temnov V.V., Ruello P. Ultrafast optical detection of coherent acoustic phonons emission driven by superdiffusive hot electrons // J. Opt. Soc. Am. B. 2014. V. 31. № 2. P. 282–290.
30. van Kampen M., Jozsa C., Kohlhepp J.T., LeClair P., Lagae L., de Jonge W.J.M., Koopmans B. All-optical probe of coherent spin waves // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 22. P. 227201.
31. Eschenlohr A., Battiato M., Maldonado P., Pontius N., Kachel T., Hollmack K., Mitzner R., Föhlisch A., Oppeneer P.M., Stamm C. Ultrafast spin transport as key to femtosecond demagnetization // Nat. Mater. 2013. V. 12. № 3. P. 332–336.
32. Yang W.G., Schmidt H. Acoustic control of magnetism toward energy-efficient applications // Appl. Phys. Rev. 2021. V. 8. P. 021304.
33. Котов Л.Н., Носов Л.С., Асадуллин Ф.Ф. Изменение магнитной структуры ансамблей однодоменных частиц и их отклик на радиоимпульс поля // ЖТФ. 2008. Т. 78. № 5. С. 60–65.
34. 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. 2018. V. 86. № 13. P. 134415.
35. Weiler M., Huebl H., Goerg F.S., Czeschka F.D., Gross R., Goennenwein S.T.B. Spin pumping with coherent elastic waves // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. № 17. P. 176601.
36. Janušonis J., Jansma T., Chang C.L., Liu Q., Gatilova A., Lomonosov A.M., Shalagatskyi V., Pezeril T., Temnov V.V.

- Tobey R.I.* Transient grating spectroscopy in magnetic thin films: simultaneous detection of elastic and magnetic dynamics // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. P. 29143.
37. *Yang W.G., Jaris M., Hibbard-Lubow D.L., Berk C., Schmidt H.* Magnetoelastic excitation of single nanomagnets for optical measurement of intrinsic Gilbert damping // *Phys. Rev. B.* 2018. V. 97. № 22. P. 224410.
 38. *Yahagi Y., Berk C., Hebler B., Dhuey S., Cabrini S., Albrecht M., Schmidt H.* Optical measurement of damping in nanomagnet arrays using magnetoelastically driven resonances // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2017. V. 50. P. 17LT01.
 39. *Jaris M., Yang W., Berk C., Schmidt H.* Towards ultraefficient nanoscale straintronic microwave devices // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 101. № 21. P. 214421.
 40. *Yang W.G., Schmidt H.* Greatly enhanced magneto-optic detection of single nanomagnets using focused magnetoelastic excitation // *Appl. Phys. Lett.* 2020. V. 116. № 21. P. 212401.
 41. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Возбуждение гиперзвуковых колебаний при перемагничивании нормально намагниченной ферритовой пластины // *Радиотехника и электроника.* 2014. Т. 59. № 6. С. 572–586.
 42. *Котов Л.Н., Северин П.А., Власов В.С., Безносиков Д.С., Котова Е.Л., Шавров В.Г.* Магнитные и упругие колебания в кристаллах марганец-цинковой шпинели в зависимости от константы анизотропии // *ФТТ.* 2018. Т. 60. № 6. С. 1142–1146.
 43. *Bychkov I.V., Kuzmin D.A., Shavrov V.G.* Hybridization of electromagnetic, spin and acoustic waves in magnetic having conical spiral ferromagnetic order // *JMMM.* 2013. V. 329. P. 142–145.
 44. *Godejohann F., Scherbakov A.V., Kukhtaruk S.M., Poddubny A.N., Yaremkevich D.D., Wang M., Nadzeyka A., Yakovlev D.R., Rushforth A.W., Akimov A.V., Bayer M.* Magnon polaron formed by selectively coupled coherent magnon and phonon modes of a surface patterned ferromagnet // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 102. № 14. P. 144438.
 45. *Власов В.С., Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Применение модели связанных осцилляторов для анализа нелинейного возбуждения гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. Часть I. Основные уравнения // *Радиотехника и электроника.* 2015. Т. 60. № 1. С. 79–91.
 46. *Atulasimha J., Bandyopadhyay S.* Bennett clocking of nanomagnetic logic using multiferroic single-domain nanomagnets // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. № 17. P. 173105.
 47. *Biswas A.K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J.* Acoustically assisted spin-transfer-torque switching of nanomagnets: An energy-efficient hybrid writing scheme for non-volatile memory // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. № 23. P. 232401.
 48. *Biswas A.K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J.* An error-resilient non-volatile magneto-elastic universal logic gate with ultralow energy-delay product // *Sci Rep.* 2014. V. 4. P. 7553.
 49. *Biswas A.K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J.* Complete magnetization reversal in a magnetostrictive nanomagnet with voltage-generated stress: A reliable energy-efficient non-volatile magneto-elastic memory // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 105. № 7. P. 072408.
 50. *Biswas A.K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J.* Energy-efficient magnetoelastic non-volatile memory // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 104. № 23. P. 232403.
 51. *D'Souza N., Biswas A., Ahmad H., Fashami M.S., Al-Rashid M.M., Sampath V., Bhattacharya D., Abeer M.A., Atulasimha J., Bandyopadhyay S.* Energy-efficient switching of nanomagnets for computing: straintronics and other methodologies // *Nanotechnology.* 2018. V. 29. P. 442001.
 52. *Chudnovsky E.M., Jaafar R.* Manipulating the Magnetization of a Nanomagnet with Surface Acoustic Waves: Spin-Rotation Mechanism // *Phys. Rev. Applied.* 2016. V. 5. № 3. P. 031002.
 53. *Davis S., Borchers J.A., Maranville B.B., Adenwalla S.* Fast strain wave induced magnetization changes in long cobalt bars: Domain motion versus coherent rotation // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 117. № 6. P. 063904.
 54. *Fashami M.S., Atulasimha J., Bandyopadhyay S.* Energy dissipation and error probability in fault-tolerant binary switching // *Sci Rep.* 2013. V. 3. P. 3204.
 55. *Fashami M.S., Atulasimha J., Bandyopadhyay S.* Magnetization dynamics, throughput and energy dissipation in a universal multiferroic nanomagnetic logic gate with fan-in and fan-out // *Nanotechnology.* 2012. V. 23. № 10. P. 105201.
 56. *Ahmad H., Atulasimha J., Bandyopadhyay S.* Electric field control of magnetic states in isolated and dipole-coupled FeGa nanomagnets delineated on a PMN-PT substrate // *Nanotechnology.* 2015. V. 26. № 40. P. 401001.
 57. *Roe A., Bhattacharya D., Atulasimha J.* Resonant acoustic wave assisted spin-transfer-torque switching of nanomagnets // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 115. P. 112405.
 58. *Berk C., Yahagi Y., Dhuey S., Cabrini S., Schmidt H.* Controlling the influence of elastic eigenmodes on nanomagnet dynamics through pattern geometry // *JMMM.* 2017. V. 426. P. 239–244
 59. *Janušonis 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. 024415
 60. *Lomonosov A.M., Hess P., Kumon R.E., Hamilton M.F.* Laser-generated nonlinear surface wave pulses in silicon crystals // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 69. № 3. P. 035314.
 61. *Kim J.W., Bigot J.Y.* Magnetization precession induced by picosecond acoustic pulses in a freestanding film acting as an acoustic cavity // *Phys. Rev. B.* 2017. V. 95. № 14. P. 144422.

62. Kim J.W., Vomir M., Bigot J.Y. Controlling the spins angular momentum in ferromagnets with sequences of picosecond acoustic pulses // *Sci Rep.* 2015. V. 5. P. 8511.
63. Janušonis J., Chang C.L., van Loosdrecht P.H.M., Tobey R.I. Frequency tunable surface magneto elastic waves // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 106. № 18. P. 181601.
64. 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.
65. Salasyuk A.S., Rudkovskaya A.V., Danilov A.P., Glavin B.A., Kukhtaruk S.M., Wang M., Rushforth A.W., Nekludova P.A., Sokolov S.V., Elistratov A.A. et al. Generation of a localized microwave magnetic field by coherent phonons in a ferromagnetic nanograting // *Phys. Rev. B.* 2018. V. 97. № 6. P. 060404(R).
66. Kuszewski P., Duquesne J.Y., Becerra L., Lemaître A., Vincent S., Majrab S., Margailan F., Gourdon C., Thevenard L. Optical probing of Rayleigh wave driven magnetoacoustic resonance // *Phys. Rev. Applied.* 2018. V. 10. № 3. P. 034036.
67. Weiler M., Dreher L., Heeg C., Huebl H., Gross R., Brandt M.S., Goennenwein S.T.B. Elastically driven ferromagnetic resonance in nickel thin films // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. № 11. P. 117601.
68. Thevenard L., Duquesne J.Y., Peronne E., von Bardeleben H.J., Jaffres H., Ruttala S., George J.M., Lemaître A., Gourdon C. Irreversible magnetization switching using surface acoustic waves // *Phys. Rev. B.* 2013. V. 87. № 14. P. 144402.
69. Thevenard L., Camara I.S., Prieur J.Y., Rovillain P., Lemaître A., Gourdon C., Duquesne J.Y. Strong reduction of the coercivity by a surface acoustic wave in an out-of-plane magnetized epilayer // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 93. № 14. P. 140405(R).
70. Casals B., Statuto N., Foerster M., Hernández-Mínguez A., Cichelero R., Manshausen P., Mandziak A., Aballe L., Hernández J.M., Macià F. Generation and imaging of magnetoacoustic waves over millimeter distances // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 124. № 13. P. 137202.
71. Foerster M., Macià F., Statuto N., Finizio S., Hernández-Mínguez A., Lendínez S., Santos P.V., Fontcuberta J., Hernández J.M., Kläui M., Aballe L. Direct imaging of delayed magneto-dynamic modes induced by surface acoustic waves // *Nat. Commun.* 2017. V. 8. P. 407.
72. Davis S., Baruth A., Adenwalla S. Magnetization dynamics triggered by surface acoustic waves // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. № 23. P. 232507.
73. Thevenard L., Camara I.S., Majrab S., Bernard M., Rovillain P., Lemaître A., Gourdon C., Duquesne J.Y. Precessional magnetization switching by a surface acoustic wave // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 93. № 13. P. 134430.
74. Sander M., Herzog M., Pudell J., Bargheer M., Weinkauff N., Pedersen M., Newby G., Sellmann J., Schwarzkopf J., Besse V., Temnov V.V., Gaal P. Spatio-temporal coherent control of thermal excitations in solids // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 119. № 7. P. 075901.
75. Rogers J.A., Maznev A.A., Banet M.J., Nelson K.A. Optical generation and characterization of acoustic waves in thin films: fundamentals and applications // *Annu. Rev. Mater. Sci.* 2000. V. 30. P. 117–157.
76. Tobey R.I., Siemens M.E., Murnane M.M., Kapteyn H.C. Transient grating measurement of surface acoustic waves in thin metal films with extreme ultraviolet radiation // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. № 9. P. 091108.
77. Chang C.L., Tamming R.R., Broomhall T.J., Janusonis J., Fry P.W., Tobey R.I., Hayward T.J. Selective excitation of localized spin-wave modes by optically pumped surface acoustic waves // *Phys. Rev. Applied.* 2018. V. 10. № 3. P. 034068.
78. Chang C.L., Mieszczak S., Zelent M., Besse V., Martens U., Tamming R.R., Janusonis J., Graczyk P., Münzenberg M., Kłos J.W., Tobey R.I. Driving magnetization dynamics in an on-demand magnonic crystal via the magneto-elastic interactions // *Phys. Rev. Applied.* 2018. V. 10. № 6. P. 064051.
79. Schmidt D., Bauer R., Chung S., Novikov D., Sander M., Pudell J.E., Herzog M., Pfuetzenreuter D., Schwarzkopf J., Chernikov R., Gaal P. A new concept for temporal gating of synchrotron X-ray pulses // *J. Synchrotron Rad.* 2021. V. 28. № 2. P. 375–382.
80. Maznev A.A., Every A.G. Time-domain dynamic surface response of an anisotropic elastic solid to an impulsive line force // *Int. J. Eng. Sci.* 1997. V. 35. № 4. P. 321–327.
81. Власов В.С., Макаров П.А., Шафров В.Г., Щеглов В.И. Ориентационные характеристики возбуждения магнитоупругих волн фемтосекундным импульсом света // *Журн. радиоэлектроники.* 2017. № 6.
82. Zhang X., Bauer G.E.W., Yu T. Unidirectional Pumping of Phonons by Magnetization Dynamics // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125. № 7. P. 077203.
83. Миронов М.А. Распространение акустических волн в пьезоэлектрических метасредах с дозвуковым электрическим током // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 3. С. 265–269.
84. Квашинин Г.М., Сорокин Б.П., Бурков С.И. Возбуждение поверхностных акустических волн и волн лэмба на СВЧ в пьезоэлектрической слоистой структуре на основе алмаза // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 1. С. 45–54.
85. Васильева О.А., Руденко О.В. Модульные “солитоны”: взаимное поглощение и аннигиляция в диссипативных средах // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 3. С. 258–264.
86. Руденко О.В. Возбуждение колебаний и волн в квадратично-нелинейных системах с селективным подавлением второй гармоники // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 3. С. 298–304.
87. Hess P., Lomonosov A.M., Mayer A.P. Laser-based linear and nonlinear guided elastic waves at surfaces (2D) and wedges (1D) // *Ultrasonics.* 2014. V. 54. P. 39–55.
88. Коробов А.И., Изосимова М.Ю., Агафонов А.А., Кокшайский А.И., Жостков Р.А. Упругие волны в цилиндрических металлических клиньях с разной

- геометрией // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 3. С. 251–257.
89. Salikhov R., Semisalova A.S., Petruhins A., Ingason A.S., Rosen J., Wiedwald U., Farle M. Magnetic Anisotropy in the $(\text{Cr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5})_2\text{GaC}$ MAX Phase // *Materials Research Letters*. 2015. V. 3. № 3. P. 156–160.
90. Salikhov R., Meshkian R., Weller D., Zingsem B., Spodig D., Lu J., Ingason A.S., Zhang H., Rosen J., Wiedwald U., Farle M. Magnetic properties of nanolaminated $(\text{Mo}_{0.5}\text{Mn}_{0.5})_2\text{GaC}$ MAX phase // *J. Appl. Phys.* 2017. V. 121. № 16. P. 163904.
91. Novoselova I.P., Petruhins A., Wiedwald U., Ingason A.S., Hase T., Magnus F., Kapaklis V., Palisaitis J., Spasova M., Farle M., Rosen J., Salikhov R. Large uniaxial magnetostriction with sign inversion at the first order phase transition in the nanolaminated Mn_2GaC MAX phase // *Sci. Rep.* 2018. V. 8. P. 2637.
92. Novoselova I.P., Petruhins A., Wiedwald U., Weller D., Rosen J., Farle M., Salikhov R. Long-term stability and thickness dependence of magnetism in thin $(\text{Cr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5})_2\text{GaC}$ MAX phase films // *Materials Research Letters*. 2019. V. 7. № 4. P. 159–163.