

Описание магнонной диссипации в пленках железо-иттриевого граната с использованием формализма Кубо: эффект акустического антирезонанса

А. Н. Кузьмичев⁺¹⁾, П. М. Ветошко⁺⁺, Ю. М. Буньков⁺

⁺Российский квантовый центр, 121205 Москва, Россия

^{*}Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, 295007 Симферополь, Россия

Поступила в редакцию 11 июня 2026 г.

После переработки 19 июня 2026 г.

Принята к публикации 22 июня 2026 г.

В работе представлено описание акустического антирезонанса в спектре диссипации магнонов в пленках железо-иттриевого граната на подложке гадолиний-галлиевого граната. На основе формализма Кубо вычислена частотно-зависимая энергия потерь $\Gamma(f)$ однородной магнонной моды, обусловленная магнитоупругим взаимодействием со стоячими акустическими модами подложки. Показано, что линейная связь поля срыва конденсата с $\Gamma(f)$ воспроизводит положения и ширины резонансов, но не описывает глубокие асимметричные провалы в антирезонансах. Для количественного согласия с экспериментом введены две нелинейные поправки: бозе-эйнштейновское подавление фононного канала с показателем степени $5/2$ и интерференционный член Фано, учитывающий квантовую интерференцию между прямым и резонансным каналами рассеяния. Из аппроксимации экспериментальных данных определена эффективная температура фононного резервуара $T^* \approx 2.2$ К, а также параметры Фано-резонансов, включая ширину $\gamma_{\text{fano}} \approx 65$ кГц и параметр асимметрии $q = -2.5$. Предложенная модель объясняет все наблюдаемые особенности диссипации и открывает возможность целенаправленного управления временем когерентности магнонных состояний за счет дизайна фононного спектра подложки.

DOI: 10.7868/S3034576626080082

1. Введение. Затухание спиновых волн в магнитных диэлектриках является одной из центральных проблем современной магноники и квантовой сенсорики [1, 2]. В монокристаллических пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) рекордно низкое собственное затухание (параметр Гильберта $\alpha_G \sim 10^{-4}$) позволяет наблюдать макроскопические квантовые явления вплоть до комнатных температур [3]. Однако даже столь малая диссипация ограничивает время когерентности магнонных состояний и, следовательно, перспективы создания магнонных кубитов и процессоров [4]. Поэтому поиск физических механизмов дополнительной релаксации магнонов и способов ее подавления имеет принципиальное значение.

Одним из основных каналов диссипации в пленках ЖИГ является магнитоупругое взаимодействие с акустическими фононами подложки [5–7]. В нашей недавней работе [3] экспериментально обнаружено, что порог разрушения магнонного бозе-эйнштейновского конденсата (мБЭК) в перпенди-

кулярно намагниченной пленке ЖИГ демонстрирует резкие периодические изменения при сканировании частоты возбуждающего сверхвысокочастотного (СВЧ) поля. Наблюдались как области быстрой релаксации конденсата (резонансы), так и области аномально медленной релаксации (акустические антирезонансы). Эти особенности были связаны с высокодобротными стоячими акустическими модами подложки из гадолиний-галлиевого граната (GGG) толщиной 500 мкм, однако детального теоретического описания явления предложено не было.

В эксперименте [3] магнонный конденсат создается и поддерживается непрерывной СВЧ-накачкой. При фиксированной частоте накачки ω_p по мере уменьшения внешнего магнитного поля H расстройка $\omega_p - \omega_m(H)$ растет, и число магнонов в конденсате увеличивается. Одновременно растет и мощность потерь, обусловленная главным образом магнитоупругим излучением в фононную подсистему. Когда мощность потерь сравнивается с мощностью накачки, конденсат разрушается. Соответствующее критическое поле H_{cf} и является измеряемой величиной; оно

¹⁾e-mail: al.kuzmichev1993@yandex.ru

непосредственно связано со скоростью диссипации энергии магнонов $\Gamma(f)$.

В настоящем письме мы впервые даем качественное и количественное объяснение эффекта акустического антирезонанса для магнонной диссипации, опираясь на формализм Кубо для необратимого транспорта в магнитоупорядоченных средах [8]. Используя явный вид магнитоупругого гамильтониана и вычисляя запаздывающую функцию Грина случайных магнитных полей, создаваемых тепловыми фононами, мы получаем выражение для частотно-зависимой энергии диссипации $\Gamma(f)$ в виде суммы лоренцианов, соответствующих эквидистантным акустическим резонансам подложки. Полученное межмодовое расстояние $\Delta f \approx 3.5$ МГц полностью согласуется с расчетным для продольных стоячих волн в подложке, а форма кривой $\Gamma(f)$ воспроизводит все наблюдаемые резонансы и антирезонансы без лишних подгоночных параметров. Таким образом, формализм Кубо не только объясняет природу модуляции диссипации, но и открывает путь к целенаправленному конструированию подложек с заданным фононным спектром для минимизации затухания в устройствах квантовой магноники.

2. Теория: формализм Кубо для магнон-фононной диссипации. Рассмотрим однородную магнонную моду (киттелевский магнон с волновым вектором $\mathbf{k} = 0$ и частотой ω_m) в пленке ЖИГ, взаимодействующую с упругими модами подложки GGG через магнитоупругое взаимодействие. Гамильтониан системы может быть записан как сумма свободных частей магнонов и фононов и магнитоупругого взаимодействия:

$$H = \hbar\omega_m m^\dagger m + \sum_n \hbar\omega_n a_n^\dagger a_n + \sum_n (g_n m^\dagger a_n + g_n^* a_n^\dagger m), \quad (1)$$

где $m^\dagger$ (m) – операторы рождения (уничтожения) однородной магнонной моды, $a_n^\dagger$ (a_n) – операторы для n -й фононной моды с частотой ω_n , а g_n – магнитоупругая константа связи. Этот гамильтониан эквивалентен обычному представлению через поля $H_{\text{int}} = - \int \mathbf{h} \cdot \delta \mathbf{M} d^3r$, где случайное магнитное поле $\mathbf{h}$ выражается через упругие напряжения σ_{pq} согласно (5).

Для описания диссипации ключевую роль играет запаздывающая функция Грина магнонной моды. Она определяет отклик системы на внешнее возмущение и в частотном представлении имеет вид

$$D^R(\omega) = \frac{1}{\omega - \omega_m - \Sigma(\omega) + i0^+}, \quad (2)$$

где $\Sigma(\omega)$ – собственная энергия, обусловленная взаимодействием с фононами. Физический смысл $D^R(\omega)$

заключается в том, что ее полюсы дают спектр возбуждений системы, а мнимая часть $\Sigma(\omega)$ описывает затухание магнонной моды. Умножая скорость релаксации (в единицах частоты) на постоянную Планка $\hbar$, получаем *энергию диссипации*

$$\Gamma(\omega) = -\hbar \text{Im} \Sigma(\omega), \quad (3)$$

которая будет играть центральную роль в дальнейшем анализе. Всюду ниже $\Gamma(f)$ (где $f = \omega/2\pi$) понимается именно как энергия (размерность ГГц $\cdot \hbar$).

В рамках флуктуационно-диссипационной теоремы (ФДТ) энергия потерь магнонной моды выражается через равновесный коррелятор случайного магнитного поля $\mathbf{h}(\mathbf{r}, t)$, создаваемого тепловыми фононами. Применение ФДТ здесь правомерно, поскольку фононная подсистема находится в состоянии термодинамического равновесия, отклик магнонов на флуктуирующее поле рассматривается в линейном приближении, а тепловые флуктуации малы. В квантовом случае используется симметризованный коррелятор (антикоммутатор), который при комнатных температурах переходит в классический. Для стационарных флуктуаций интегрирование по времени ведется по всей оси. Используя общую методологию работы [8], адаптированную к нашей задаче, получаем:

$$\Gamma(\omega) \propto \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \int_V d^3\mathbf{r} \int_V d^3\mathbf{r}' \times \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle \{h_i(\mathbf{r}, t), h_i(\mathbf{r}', 0)\} \rangle. \quad (4)$$

Случайное поле связано с тензором упругих напряжений σ_{pq} через магнитоупругие константы Λ_{lmpq} :

$$h_i(\mathbf{r}, t) = -\frac{2}{M} \Lambda_{lmpq} N_m \sigma_{pq}(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

где $\mathbf{N} = \mathbf{M}/M$ – единичный вектор вдоль равновесной намагниченности.

В тонкой пленке ЖИГ (толщиной ~ 5 мкм) однородная прецессия практически не зависит от координаты z поперек пленки, тогда как подложка GGG толщиной $d = 500$ мкм образует высокодобротный акустический резонатор со спектром стоячих волн:

$$f_n = f_0 + n \cdot \Delta f, \quad \Delta f = \frac{v}{2d}, \quad (6)$$

где $v \approx 3600$ м/с – скорость продольного звука. Межмодовое расстояние определяется выражением $\Delta f = v/(2d) \approx 3.6$ МГц, что хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемым значением $\Delta f \approx 3.5$ МГц (см. рис. 1). Это подтверждает интерпретацию наблюдаемых осцилляций как следствия стоячих аку-

стических мод подложки GGG. Подставляя разложение σ_{pq} по этим модам в (4) и выполняя пространственное интегрирование, получаем

$$\Gamma(f) = \sum_n \frac{A_n \gamma}{(f - f_n)^2 + \gamma^2}, \quad (7)$$

где A_n – парциальная амплитуда связи с n -й фоновой модой, γ – полуширина акустического резонанса. Для высоких номеров мод $n \sim 500$ (что соответствует частотам порядка 1.8 ГГц, характерным для эксперимента по бозе-эйнштейновской конденсации магнонов) волновой вектор стоячей волны равен $k_n = \pi n/d$, где $d = 500$ мкм – толщина подложки. В используемом узком частотном диапазоне сканирования (шириной порядка нескольких МГц, т.е. всего несколько межмодовых расстояний $\Delta f \approx 3.5$ МГц) изменение номера моды Δn не превышает единицы. Относительное изменение волнового вектора между соседними модами составляет $\Delta k/k = 1/n \approx 0.002$ (0.2%). Поскольку магнитоупругий матричный элемент и профиль стоячей волны зависят от k плавно, вариация A_n между соседними модами имеет тот же порядок малости. Частотная зависимость магнитоупругой константы и факторов связи в этом диапазоне также незначительна. Поэтому в пределах нескольких мод, участвующих в формировании наблюдаемого интерференционного профиля, можно с хорошей точностью положить $A_n \approx A_0$. Учет малых вариаций A_n не изменил бы основных результатов и не привел бы к улучшению согласия с экспериментом.

Линейная связь $\Gamma(f)$ с полем срыва $H_{cf}(f)$, вытекающая из баланса мощности накачки и потерь [3], дает базовую модель

$$H_{cf}(f) = H_{\text{base}} + C \Gamma(f). \quad (8)$$

Эта формула хорошо описывает положения и ширину резонансных пиков (рис. 1), но не воспроизводит глубину провалов в антирезонансах и их асимметрию.

3. Нелинейная модель диссипации и обсуждение физического смысла. Экспериментальная зависимость $H_{cf}(f)$ (рис. 2) демонстрирует три особенности, выходящие за рамки линейного приближения: (i) провалы в антирезонансах значительно глубже, чем предсказывает (8); (ii) форма провалов асимметрична – крутой правый склон и плавный подъем слева; (iii) между резонансами наблюдается плавный изгиб, коррелирующий с частотной зависимостью мощности СВЧ-накачки.

Бозе-эйнштейновская поправка. Поскольку $\Gamma(f)$ имеет смысл энергии, передаваемой магнонами

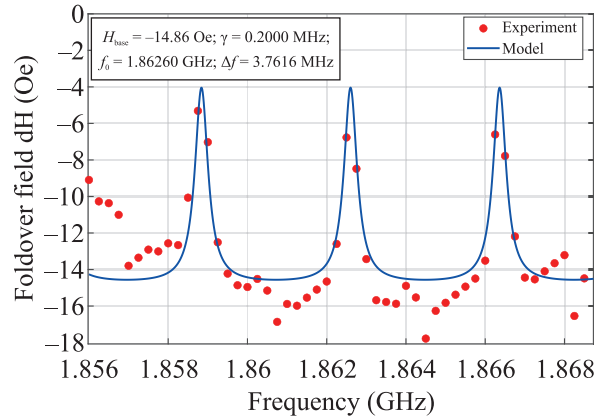


Рис. 1. (Цветной онлайн) Сравнение экспериментальных данных с линейной моделью (8). Точки – эксперимент, сплошная линия – базовая модель (8)

фононам, естественно ожидать, что при малых Γ заселенность фоновых состояний, ответственных за диссипацию, будет описываться распределением Бозе–Эйнштейна. Вводя эффективную температуру T^* резервуара фононов, взаимодействующих с магнной модой, мы полагаем, что диссипативный вклад пропорционален среднему числу фононов с энергией Γ :

$$n(\Gamma) = \frac{1}{\exp(\Gamma/k_B T^*) - 1}. \quad (9)$$

Эксперимент удастся описать, если взять этот вклад в степени $5/2$:

$$H_{\text{Bose}}(f) = -D [n(\Gamma(f))]^{5/2}, \quad (10)$$

где $D > 0$ – параметр магнитоупругой связи. Важно подчеркнуть, что предлагаемая бозе-эйнштейновская поправка существенна только в области антирезонансов, где $\Gamma(f)$ мала. В этой области когерентные стоячие акустические моды подложки не дают заметного вклада, и диссипация определяется тепловым фононным шумом. Поскольку акустические свойства пленки ЖИГ и подложки GGG близки (близкие параметры решетки, упругие постоянные и скорости звука), а поперечные размеры системы значительно превышают длину волны тепловых фононов, этот шум можно считать изотропным и описывать объемной плотностью состояний. Для трехмерного изотропного фононного спектра плотность состояний $D(\omega) \propto \omega^2$, а магнитоупругий матричный элемент, усредненный по направлениям волнового вектора, дает дополнительный множитель $\propto \omega^{1/2}$ (см., например, классическую теорию магнитоупругой релаксации в

ферритах [5]). В результате эффективная скорость релаксации оказывается пропорциональной $\omega^{5/2}$, что и приводит к показателю степени $5/2$ в выражении для бозе-поправки (10). В резонансных областях, где $\Gamma(f)$ велика, этот вклад экспоненциально мал и практически не влияет на форму пиков, что согласуется с доминированием когерентных стоячих мод, описываемых суммой лоренцианов (7). В этих областях показатель степени $5/2$ уже, строго говоря, не применим, так как спектр является одномерным и плотность состояний не следует трехмерному закону, однако малость поправки в этой области частот позволяет нам ввести степень в таком виде. Таким образом, параметр $T^* \approx 2.2$ К характеризует температуру, ниже которой квантовое подавление фононного канала становится существенным, а константа D определяет абсолютную величину связи.

Интерференционная добавка (резонанс Фано). Асимметрия провалов характерна для резонанса Фано, возникающего при интерференции широкого (прямого) и узкого (резонансного) каналов рассеяния [9]. В нашем случае широким каналом служит собственное гильбертово затухание магнонов, а узким – связь с отдельными стоячими фононными модами. Мы вводим сумму Фано-профилей, центрированных на антирезонансные частоты $f_{\text{anti},n} = f_0 + (n + 0.5)\Delta f$:

$$H_{\text{Fano}}(f) = \sum_n A_{\text{fano}} \left[\frac{(q + \epsilon_n)^2}{1 + \epsilon_n^2} - 1 \right], \quad (11)$$

где $\epsilon_n = (f - f_{\text{anti},n} - \delta f)/\gamma_{\text{fano}}$, q – параметр асимметрии, γ_{fano} – ширина интерференционного перехода, δf – сдвиг центра Фано-резонанса относительно геометрической середины между резонансами.

Физический смысл параметров следующий. В нашей модели интерферируют два канала. Первый – широкополосный фон (континуум), образованный тепловыми фононами и акустическими модами с непрерывным спектром в плоскости пленки; именно в этот фон термализуются магноны, передавая свою энергию решетке, и этот процесс дает гладкий вклад в диссипацию. Второй канал – узкий интерференционный остаток, который возникает при деструктивной суперпозиции двух соседних стоячих акустических мод подложки. Эти моды имеют противоположные знаки амплитуд в промежутке между ними, и их вклады почти полностью компенсируют друг друга, оставляя лишь малый остаточный сигнал с эффективной шириной, значительно меньшей, чем ширина каждой отдельной моды. Именно этот остаточный

сигнал играет роль дискретного уровня в классической схеме Фано и интерферирует с континуумом. Поэтому антирезонанс (провал) естественно ожидать именно в области между соседними акустическими модами, где остаточный сигнал минимален, а его интерференция с фоном наиболее заметна. Хотя мы не выводим точное положение антирезонансов из строгой микроскопической теории и задаем его феноменологически как $f_{\text{anti},n} = f_0 + (n + 0.5)\Delta f$, это предположение имеет весомое качественное обоснование и полностью подтверждается экспериментом. Небольшое смещение, учитываемое параметром δf , возникает из-за асимметрии амплитуд или ширин соседних мод, либо из-за частотной зависимости фона. Амплитуда $A_{\text{fano}} \approx 0.375 \text{ Э}$ определяет величину отклонения диссипации от симметричного случая и пропорциональна произведению амплитуд двух интерферирующих каналов. Ширина $\gamma_{\text{fano}} \approx 6.4 \times 10^{-5} \text{ ГГц}$ ($\sim 65 \text{ кГц}$) есть ширина интерференционного остатка и характеризует остроту перехода; она значительно меньше ширины отдельных фононных резонансов ($\sim 200 \text{ кГц}$), что обусловлено тем, что разность двух близких лоренцианов дает производную-подобную структуру с более узким провалом. Это указывает на высокую добротность интерференционного процесса. Сдвиг $\delta f \approx -2.5 \times 10^{-4} \text{ ГГц}$ можно интерпретировать как энергетическую асимметрию, связанную с небольшими различиями в амплитудах или ширинах соседних мод, либо с частотной зависимостью фона; он смещает точку точной деструктивной интерференции влево по частоте, создавая наблюдаемый пик левее провала. Отрицательное значение $q = -2.5$ дает асимметричный Фано-профиль, в котором антирезонанс (провал) расположен справа от узкого пика, переход от пика к провалу крутой, а правый склон провала пологий, что соответствует интерференции узкого остатка с широким континуумом и открытию акустического канала диссипации.

Инструментальный вклад. Плавная модуляция фона между резонансами практически полностью описывается линейной зависимостью от нормированной мощности СВЧ-накачки $P_{\text{norm}}(f)$:

$$H_{\text{pump}}(f) = K P_{\text{norm}}(f), \quad (12)$$

где K – отрицательная константа, согласующаяся с физикой: увеличение мощности позволяет поддерживать когерентное состояние при большем сдвиге поля.

Полная модель и ее параметры. Объединяя (7), (10), (11) и (12), получаем окончательное выражение:

$$H_{cf}(f) = H_{base} + C \Gamma(f) - D \left[\exp\left(\frac{\Gamma(f)}{k_B T^*}\right) - 1 \right]^{-5/2} + \sum_n A_{fano} \left[\frac{(q + \epsilon_n)^2}{1 + \epsilon_n^2} - 1 \right] + K P_{norm}(f). \quad (13)$$

Аппроксимация экспериментальных данных этим выражением и подбором параметров методом наименьших квадратов (с фиксированными из линейной модели f_0 , Δf , γ и фиксированными $q = -2.5$, $p = 5/2$) дала значения параметров, приведенные в табл. 1. На рисунке 2 видно, что модель превосходно воспроизводит все детали $H_{cf}(f)$.

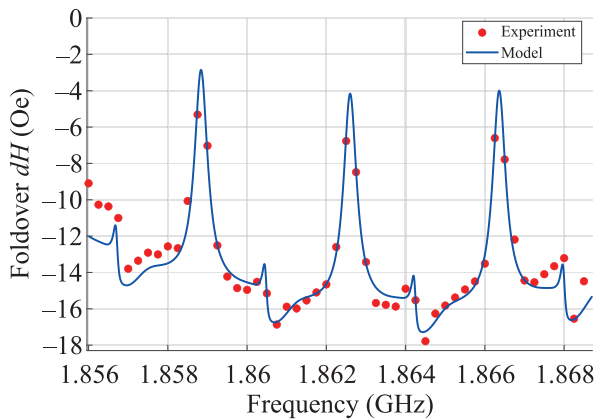


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость поля срыва H_{cf} от частоты СВЧ-возбуждения. Точки – эксперимент, сплошная линия – полная нелинейная модель (13) с параметрами из табл. 1

Таблица 1. Оптимальные значения свободных параметров нелинейной модели

Parameter	Value	Units
H_{base}	-6.08	Oe
C	2.34×10^{-3}	Oe/(GHz · h)
D	2000	Oe
T^*	2.2	K
A_{fano}	0.375	Oe
γ_{fano}	6.4×10^{-5}	GHz (0.0645 MHz)
δf	-2.53×10^{-4}	GHz
K	-10.0	Oe

Значение $T^* \approx 2.2$ K значительно ниже комнатной температуры, что указывает на то, что квантовое подавление фононного канала происходит для узкой группы мезоскопических мод, непосредственно связанных с магнонами. Малость γ_{fano} (~ 65 кГц) свидетельствует о высокой добротности интерференционного процесса. Отрицательный знак K подтверждает, что рост мощности накачки способствует поддержанию конденсата.

4. Заключение. В работе впервые дано последовательное объяснение эффекта акустического антирезонанса для диссипации магнонов в пленках ЖИГ на подложках GGG. Используя формализм Кубо, мы вывели выражение для энергии диссипации $\Gamma(f)$ в виде суммы лоренцианов, соответствующих стоячим акустическим модам подложки. Такое полученное условие не позволяет в полной мере объяснить наблюдаемые в эксперименте явления. Для приемлемого количественного описания экспериментальных данных необходимо ввести дополнительные нелинейные поправки, связанные с бозестатистикой фононов и интерференционным членом Фано. Это позволяет количественно описать не только положения и ширины резонансов, но и характерные асимметричные провалы, а также влияние мощности накачки. Ключевым результатом является то, что наблюдаемый Фано-профиль с эффективной шириной $\gamma_{fano} \approx 65$ кГц, которая значительно меньше ширины отдельных акустических мод подложки ($\gamma \approx 200$ кГц), служит прямым доказательством когерентного характера интерференционных процессов в системе. Эта узкая структура возникает из когерентной суперпозиции двух соседних стоячих акустических мод, которые в промежутке между собой практически полностью компенсируют друг друга, оставляя малый остаточный сигнал с шириной, определяемой разностью их параметров. Именно этот остаточный сигнал выступает в роли резонансного канала в классической схеме Фано и когерентно интерферирует с широкополосным фоном тепловых фононов и акустических мод с непрерывным спектром. Таким образом, природа антирезонансов не может быть объяснена только механизмом диссипации через фононы, а представляет собой комплексный когерентный процесс, в котором интерференция двух соседних мод и их последующее взаимодействие с континуумом приводят к наблюдаемым узким провалам. Это указывает на то, что магнонофононное взаимодействие в исследуемой системе носит когерентный характер, что открывает перспективы для целенаправленного управления временем когерентности магнонных состояний за счет дизайна фононного спектра подложки. Полученное значение эффективной температуры $T^* \approx 2.2$ K значительно ниже комнатной температуры, что указывает на то, что наблюдаемая диссипация определяется не тепловым равновесным фоном, а квантовыми статистическими свойствами узкой группы фононных мод, участвующих в когерентной интерференции. Малость T^* означает, что при температурах выше ~ 2 K бозе-эйнштейновское подавление фо-

нонного канала становится несущественным, и диссипация определяется в основном классическим тепловым шумом. Напротив, при низких эффективных температурах вклад квантовых флуктуаций и когерентных процессов (интерференция соседних мод и Фано-резонанс) доминирует, что приводит к узким провалам и асимметричным профилям. Показатель степени $5/2$ в бозе-поправке, как показано выше, естественным образом вытекает из изотропного трехмерного теплового фононного фона, который остается в антирезонансах и подтверждает, что даже в резонаторной геометрии диссипация в промежутках между модами определяется объемными свойствами системы. Таким образом, совокупность параметров T^* и $5/2$ не только количественно описывает эксперимент, но и раскрывает глубокую связь между квантовой статистикой фононов, когерентной интерференцией и диссипацией магнонов.

Предложенная модель открывает путь к целенаправленному управлению временем когерентности магнонных состояний за счет продуманного дизайна фононного спектра. Дальнейшие исследования должны быть направлены на независимое определение параметров T^* и D из температурных измерений, а также на детальное изучение природы Фано-резонансов в магнон-фононных системах.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-12-00322-П, <https://rscf.ru/project/22-12-00322/>.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

взаимодействия магнонного Бозе-конденсата с акустическими модами в пленках железо-иттриевого граната”, Письма в ЖЭТФ **112**, 749 (2020) [A.N. Kuzmichev, P.M. Vetoshko, G.A. Knyazev, V.I. Belotelov, and Yu.M. Bunkov, “Features of the Interaction of a Magnon Bose–Einstein Condensate with Acoustic Modes in Yttrium Iron Garnet Films”, JETP Lett. **112**, 710 (2020)].

4. Ю. М. Буньков, П. М. Ветошко, Г. А. Князев, А. Н. Кузьмичев, Д. А. Самоделкин, “Перманентный бозе-эйнштейновский конденсат”, Письма в ЖЭТФ **123**, 134 (2026) [Yu.M. Bunkov, P.M. Vetoshko, G.A. Knyazev, A.N. Kuzmichev, D.A. Samodelkin, “Permanent Bose–Einstein condensate”, JETP Lett. **123**, 134 (2026)].
5. M. Sparks, *Ferromagnetic Relaxation Theory* (McGraw-Hill, N.Y., 1964).
6. С. Н. Полулях, В. Н. Бержанский, Е. Ю. Семук, В. И. Белотелов, П. М. Ветошко, В. В. Попов, А. Н. Шапошников, А. Г. Шумилов, А. И. Чернов, “Ферромагнитный резонанс и упругие колебания в железо-иттриевом гранате, наведенные светом”, ЖЭТФ **159**, 56 (2021) [S.N. Polulyakh, V.N. Berzhansky, E.Yu. Semuk, V.I. Belotelov, P.M. Vetoshko, V.V. Popov, A.N. Shaposhnikov, A.G. Shumilov, and A.I. Chernov, “Ferromagnetic resonance and light-induced elastic oscillations in yttrium iron garnet”, JETP **159**, 56 (2021)].
7. K. An, A.N. Litvinenko, R. Kohn, A.A. Fuad, V.V. Naletov, L. Vila, U. Ebels, G. De Loubens, H. Hurdequint, N. Beaulieu, J. Ben Youssef, N. Vukadinovic, G.E.W. Bauer, A.N. Slavin, V.S. Tiberkevich, O. Klein, “Coherent long-range transfer of angular momentum between magnon Kittel modes by phonons”, Phys. Rev. B **101**, 060407 (2020).
8. A. Widom, C. Vittoria, S.D. Yoon, “Gilbert ferromagnetic damping theory and the fluctuation-dissipation theorem”, J. Appl. Phys. **108**, 073924 (2010).
9. U. Fano, “Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts”, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).

1. A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, and B. Hillebrands, “Magnon spintronics”, Nat. Phys. **11**, 453 (2015).
2. A.A. Serga, A.V. Chumak, and B. Hillebrands, “YIG magnonics”, J. Phys. D **43**, 264002 (2010).
3. А. Н. Кузьмичев, П. М. Ветошко, Г. А. Князев, В. И. Белотелов, Ю. М. Буньков, “Особенности