Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 8, с. 507 – 512 © 2025 г. 25 октября

Высокое гиромагнитное отношение в тулий-содержащих ферритах-гранатах

А. С. Федоров[1], *В. В. Демидов*, *М. В. Логунов*

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 августа 2025 г.
После переработки 2 сентября 2025 г.
Принята к публикации 15 сентября 2025 г.

Ферриты со структурой граната, содержащие редкоземельные ионы, характеризуются огромным разнообразием магнитных свойств, в частности, из-за различных g-факторов Ланде редкоземельных ионов и расщепления их энергетических уровней под действием кристаллических полей и/или спин-орбитального взаимодействия. Тулий-содержащие ферриты-гранаты $\mathrm{Tm_3Fe_5O_{12}}$ известны как материалы с пониженным гиромагнитным отношением. В данной работе показано, что эффективное гиромагнитное отношение в таких материалах можно значительно, в 3–5 раз повысить при разбавлении ионов железа ионами галлия, причем величина гиромагнитного отношения зависит как от содержания ионов галлия, так и от их распределения между октаэдрической и тетраэдрической подрешетками феррита-граната. Возможность достижения высокого гиромагнитного отношения в ферримагнетиках, не имеющих точек компенсации магнитного и углового моментов, впервые обнаружена экспериментально и подтверждена теоретически. Гиромагнитное отношение – ключевой параметр, определяющий скорость протекания процессов в спиновой системе магнетика, и полученные результаты имеют важное значение для значительного повышения быстродействия устройств спинтроники, создаваемых на базе ферримагнетиков.

DOI: 10.31857/S0370274X25100209

Введение. Ферриты-гранаты привлекают значительное внимание как перспективные материалы для спинтроники, магноники, спин-фотоники [1–3] благодаря огромному разнообразию химических составов и, как следствие, магнитных свойств [4–6]. Интерес к тулий-содержащим ферритам-гранатам обусловлен возможностью возбуждения когерентных колебаний намагниченности в терагерцовом диапазоне частот [7, 8], высокой магнитооптической активностью [9, 10], наличием перпендикулярной магнитной анизотропии даже для ферритов-гранатов в виде пленок нанометровых толщин [11, 12], что важно для создания микро- и наноустройств на базе магнитных диэлектриков [5, 13, 14].

Ферриты-гранаты с редкоземельными ионами – многоподрешеточные ферримагнетики, и гиромагнитное отношение в ферритах-гранатах не является простым усреднением гиромагнитного отношения подрешеток. При переходе к макромодели гиромагнитное отношение выражается через отношение суммарной намагниченности к суммарной плотности углового момента подрешеток и, таким образом, является результатом эффективного взаимодействия подрешеток, каждая из которых характеризуется своими величинами намагниченности и гиромагнитного отношения из-за различных g-факторов Ланде редкоземельных ионов и расщепления их энергетических уровней под действием кристаллических полей и/или спин-орбитального взаимодействия [15, 16].

Тулий-содержащие ферриты-гранаты $\mathrm{Tm_3Fe_5O_{12}}$ (Tm:IG) известны как материалы с пониженным эффективным гиромагнитным отношением, характеризуемым g-фактором ≈ 1.7 [17–19], в то время как, например, наиболее распространенный иттриевый феррит-гранат $\mathrm{Y_3Fe_5O_{12}}$ характеризуется $g = 2$. Величина g-фактора Tm:IG сохраняется и при разбавлении ионов тулия ионами висмута (TmBi:IG) для одновременного повышения магнитооптических эффектов и константы одноосной анизотропии [5].

Отметим, что высокое гиромагнитное отношение γ наблюдается в ферримагнетиках в окрестности точки компенсации углового момента T_{A}, и $\gamma \to \infty$ при температуре $T = T_{\mathrm{A}}$ [3, 4, 20–26]. Это явление привлекает большое внимание, поскольку динамические свойства магнетиков во многом определяются гиромагнитным отношением: скорость доменных границ, частота колебаний вектора намагниченности прямо пропорциональны γ (см., например, [10, 23, 24] и недавние обзоры [3, 25, 26]). Ожидаемое теоретически гиромагнитное отношение $\gamma \to \infty$ при прибли-

[1])e-mail: fedorov_a_s@inbox.ru

жении к точке компенсации углового момента T_A на практике обычно ограничивается повышением γ в 5–10 раз из-за невозможности синтеза пленок с идеальными параметрами. Использование явления увеличения гиромагнитного отношения в окрестности T_A в прикладных целях затруднено из-за сильной температурной зависимости $\gamma(T)$ и необходимости жесткой термостабилизации ферримагнетика.

Цель настоящей работы – поиск условий, при которых высокое гиромагнитное отношение возможно в ферримагнетике, не имеющем точки компенсации углового момента.

Методика эксперимента. Гиромагнитное отношение – динамический параметр магнетика, и его исследование возможно только в динамических экспериментах. В данной работе свойства монокристаллических пленок ферритов-гранатов TmBiGa:IG исследованы методом ферромагнитного резонанса (ФМР). Пленки выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках $Gd_3Ga_5O_{12}$ с кристаллографической ориентацией (111). Содержание тулия и галлия в пленках различно, но все пленки не имели точек компенсации магнитного и углового моментов. Далее результаты приведены для пленки состава $Tm_2Bi_1Fe_{3.35}Ga_{1.65}O_{12}$ толщиной ≈ 12 мкм. По данным вибрационной магнитометрии, поле одноосной анизотропии образца $H_A = 1570$ Э, поле насыщения $H_s = 130$ Э. Сигналы ФМР, полученные с помощью спектрометра Bruker ER200 с объемным резонатором в геометрии TE102 на частоте $f = 9.53$ ГГц, показаны на рис. 1.

Для внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости образца $H_\perp$, напряженность резонансного поля $H_r < H_s$. Для внешнего поля, приложенного параллельно плоскости образца $H_\parallel$, запись части сигнала происходит в условиях $H_\parallel < H_A$. Оба случая, $H_r < H_s$ и $H_\parallel < H_A$, означают, что расчет собственных частот ФМР в таких условиях (на рис. 1 соответствующие части сигналов ФМР отображены незаполненными маркерами) требуют особого анализа [27], выходящего за рамки данной работы. Поэтому мы дополнили свои исследования измерениями спектров ФМР с помощью широкополосного спектрометра PhaseFMR-40, работающего на частоте СВЧ-поля до 40 ГГц.

При увеличении частоты СВЧ-поля наблюдается монотонное возрастание резонансного магнитного поля, что следует из условий ФМР, описываемого уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта [28–30], и, как следствие, спектр ФМР выходит из области неоднородной намагниченности образца (рис. 2). По форме сигнала ФМР, особенно в случае приложения

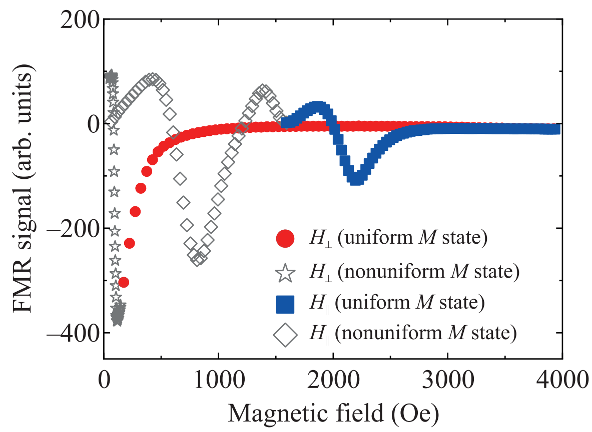

Рис. 1. (Цветной онлайн) Сигналы ФМР на частоте СВЧ поля $f = 9.53$ ГГц. Внешнее магнитное поле H приложено в плоскости пленки (маркеры – синие заполненные квадраты и серые ромбы) и перпендикулярно плоскости пленки (маркеры – красные заполненные кружочки и серые звездочки)

внешнего поля параллельно плоскости образца $H_\parallel$, видно, что сигнал состоит из двух компонентов. В случае приложения внешнего поля перпендикулярно плоскости образца $H_\perp$ компоненты сигнала ФМР явно проявляются при частотах выше 18 ГГц.

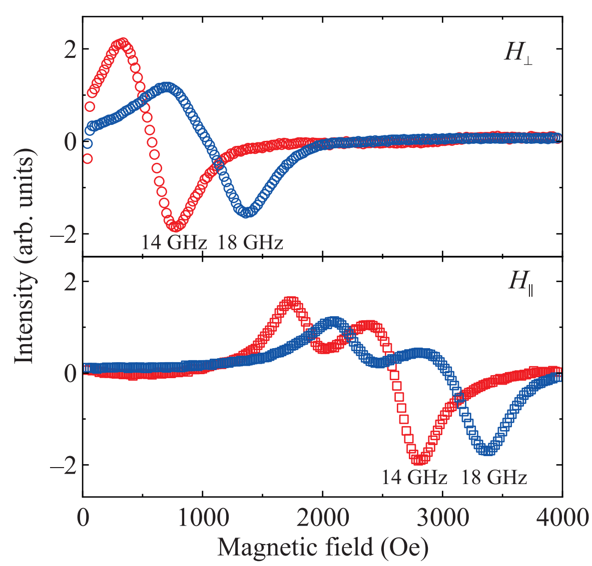

Рис. 2. (Цветной онлайн) Эволюция сигналов ФМР при изменении частоты СВЧ поля. В верхней части рисунка сигналы ФМР для магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости пленки $H_\perp$, в нижней части – для поля, приложенного параллельно плоскости пленки $H_\parallel$

Для анализа экспериментально полученных сигналов ФМР проведена их аппроксимация как сумма двух компонентов в виде производных Лоренца, аналогично [24].

$$F(H) = \frac{-2A(H-H_r)}{\Delta H^2\left(1+\left[\frac{H-H_r}{\Delta H}\right]^2\right)^2}. \quad (1)$$

Здесь H – внешнее магнитное поле, A – амплитуда сигнала ФМР, H_r – резонансное поле ФМР, ΔH – полуширина линии ФМР. Пример аппроксимации сигнала ФМР на частоте $f = 24$ ГГц с учетом вклада, симметричного относительно оси ординат, представлен на рис. 3. Сигнал ФМР с высокой достоверностью описывается вкладами двух компонентов-лоренцианов (1), причем форма и вклады этих компонентов в амплитуду общего сигнала ФМР близки.

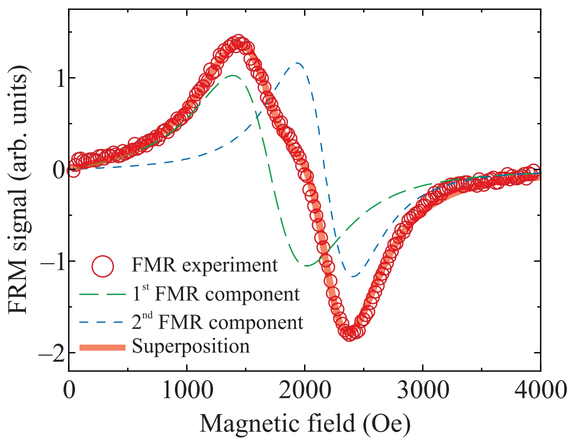

Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментальный сигнал ФМР на частоте 24 ГГц в магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости пленки (красные маркеры) и результаты аппроксимации сигнала ФМР двумя компонентами-лоренцианами (синяя линия – короткие штрихи и зеленая линия – длинные штрихи) и суммой двух компонентов (красная линия)

По результатам аппроксимации сигналов ФМР, полученных на разных частотах при перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля, построены зависимости собственных частот ФМР $f_r(H_r)$ с учетом двухкомпонентных особенностей сигналов ФМР (рис. 4). Наклон зависимостей $f_r(H_r)$ характеризует гиромагнитное отношение феррита-граната. Для уточнения полученных частотно-полевых зависимостей параметров сигналов ФМР выведено резонансное соотношение и рассчитаны собственные частоты ФМР f_r подобно [31, 32] на основе уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта [28–30]

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma[\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s}[\mathbf{M}\times\dot{\mathbf{M}}], \quad (2)$$

где $\mathbf{M}$ – вектор намагниченности, γ – гиромагнитное отношение $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta U}{\delta \mathbf{M}}$ – эффективное магнитное поле для случая однородной намагниченности, U – полная магнитная энергия магнетика, M_s – намагниченность насыщения, α – константа затухания Гильберта. В случае вклада в энергию магнетика только энергии одноосной магнитной анизотропии и энергии Зеемана полная магнитная энергия запишется в виде

$$U = -(\mathbf{M}\cdot\mathbf{H}) + \frac{4\pi M_S - H_A}{2M_S}(\mathbf{M}\cdot\mathbf{n}_U)^2. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{n}_U$ – единичный вектор – нормаль к пленке. В этом случае для собственной частоты прецессии получаем выражение

$$\omega = \gamma\sqrt{[H_r\cos(\varphi_H-\varphi_M) - H_{A\text{eff}}\cos(2\varphi_M)]}\times$$
$$\times\sqrt{[H_r\cos(\varphi_H-\varphi_M) + H_{A\text{eff}}\sin^2(\varphi_M)]}, \quad (4)$$

где $\omega = 2\pi f$, $H_{A\text{eff}} = H_A - 4\pi M_s$. Геометрия задачи в данном случае совпадает с принятой в [31], φ_H и φ_M – углы отклонения векторов внешнего магнитного поля H и равновесной намагниченности от плоскости образца. Обработка угловой зависимости резонансного поля при повороте вектора внешнего магнитного поля от плоскости образца к нормали позволяет определить $H_{A\text{eff}}$ и зависимость φ_M от φ_H [31]. В ходе этой обработки были также определены величины эффективных гиромагнитных отношений. Аппроксимирующие линии на рис. 4, полученные на основе такой обработки, наглядно показывают соответствие модели и экспериментальных данных. При аппроксимации экспериментально полученных зависимостей $f_r(H_r)$ (рис. 4) для двух компонентов сигнала ФМР найдены следующие величины эффективных гиромагнитных отношений: 7.6 МГц/Э – для первого компонента и 6.46 МГц/Э – для второго.

Таким образом, полученные результаты показывают, что в исследуемом образце сформировались две магнитные подсистемы с разными величинами эффективного гиромагнитного отношения. Рассмотрим возможные варианты этого явления. Причиной могут быть интерфейсные эффекты на границах пленка/подложка и/или пленка/воздух [33]. Но, как известно, интерфейсные эффекты проявляются на нанометровых толщинах, и в нашем случае их влияние минимизируется толщиной исследуемого образца (≈ 12 мкм) и тем фактом, что вклады компонентов в амплитуду сигнала ФМР близки (рис. 3). Другой причиной могут быть особенности объемной структуры феррита-граната. Для выяснения такой возможности рассмотрим методы расчета гиромагнитного отношения γ в ферримагнетиках [20–22]. Оценку проведем на основе формулы Киттеля [21],

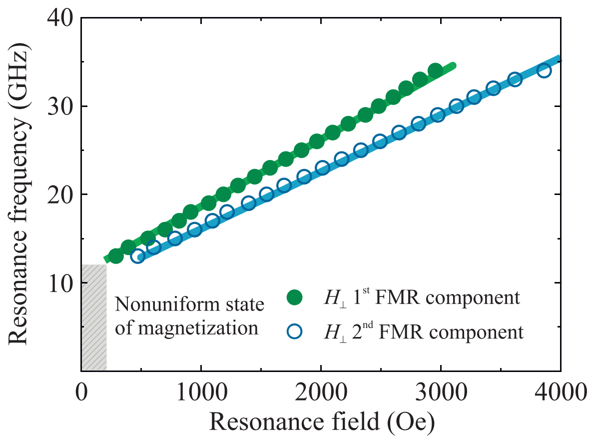

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость резонансной частоты ФМР f_r от резонансного поля H_r, приложенного перпендикулярно (маркеры – кружочки) плоскости пленки. Данные основаны на представлении сигналов ФМР в виде двух компонентов-лоренцианов (см. рис. 3). Для первого компонента сигнала ФМР данные показаны зеленым цветом и закрашенными маркерами, для второго – синим и открытыми маркерами. Сплошные линии – аппроксимация экспериментальных зависимостей на основе резонансного соотношения (4). Серым цветом выделена область, соответствующая неоднородному состоянию намагниченности образца

справедливой в случае сильного затухания в редкоземельной подрешетке граната:

$$\frac{\gamma}{\gamma_{\mathrm{Fe}}} = \frac{M_{\mathrm{Fe}} + M_{\mathrm{RE}}}{M_{\mathrm{Fe}}}, \tag{5}$$

здесь γ_{Fe} – гиромагнитное отношение железа, M_{Fe} – суммарная намагниченность железных (октаэдрической и тетраэдрической) подрешеток, M_{RE} – намагниченность редкоземельной подрешетки. Формула Киттеля может быть применена в нашем случае, поскольку константа затухания Гильберта на основе данных на рис. 3 оценивается как $\alpha \approx 0.18$.

Расчет намагниченности для каждой подрешетки феррита-граната TmBiGa:IG проводился нами на базе теории молекулярного поля [15, 34, 35], согласно которой намагниченность подрешетки феррита представляет собой произведение намагниченности подрешетки при температуре $T = 0$ K и функции Бриллюэна:

$$M_i(T) = M_i(0) B_{ji}[Y_i(T)]. \tag{6}$$

Здесь параметры i-й подрешетки феррита-граната: $M_i(0) = g_i J_i \mu_B N_A X$ – намагниченность при $T = 0$ K, g_i – фактор Ланде магнитного иона, J_i – полное квантовое число магнитного иона, μ_B – магнетон Бора, N_{A} – число Авогадро, X – число формульных единиц в подрешетке граната (два для октаэдрической a-подрешетки, по три для тетраэдрической d- и додекаэдрической c-подрешеток). Температурная зависимость намагниченности описывается функцией Бриллюэна $B_{ji}[Y_i(T)]$ в соответствии с квантовыми числами ионов, занимающих подрешетку, и обменным полем, обусловленным соседними ионами. При температуре T для расчета намагниченности i-й подрешетки $M_i(T)$ получаем:

$$B_{ij}[Y_i(T)] = \frac{2J_i+1}{2J_i}\mathrm{cth}\left(\frac{2J_i+1}{2J_i}Y_i(T)\right) - \\ - \frac{1}{2J_i}\mathrm{cth}\left(\frac{1}{2J_i}Y_i(T)\right). \tag{7}$$

Здесь аргументом функции $Y_i(T)$ является $Y_i(T) = \frac{J_i g_i \mu_B}{kT} H_{\mathrm{exch},i}(T)$, $H_{\mathrm{exch},i}(T) = \sum N_{ij} M_i$ – обменное поле, N_{ij} – коэффициенты молекулярного поля взаимодействия i-й и j-й подрешеток. Для упрощения расчетов пренебрегаем взаимодействием с внешним полем, поскольку $H_{\mathrm{exch}} \gg H$. Коэффициенты молекулярного поля определяют обменную связь как внутри подрешетки, так и между подрешетками: N_{ij} пропорционально обменной связи J_{ij}. В свою очередь коэффициенты молекулярного поля зависят от замещения ионов железа немагнитными ионами. Параметры для ионов Fe^{3+}: $g = 2$, $J = 2.5$, для ионов Tm^{3+} $g = 7/6$, $J = 1.085$. Коэффициенты молекулярного поля $N_{ca} = -1$, $N_{cd} = 17$ [15], $N_{aa} = -65(1 - 0.42y)$, $N_{ad} = 97(1 - 0.125x - 0.127y)$, $N_{dd} = -30.4(1 - 0.43x)$, нами использованы данные [36, 37].

Подставляя намагниченности каждой подрешетки, полученные из уравнения (6), в уравнение (5) и варьируя степень замещения ионов Fe^{3+} ионами Ga^{3+} в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках, получаем зависимость гиромагнитного отношения от процентного вхождения ионов Ga^{3+} в октаэдрическую подрешетку (рис. 5, данные для гиромагнитного отношения приведены при $T = 295$ K). Соотношение ионов Fe^{3+} и Ga^{3+} в феррите-гранате влияет на величину температуры Нееля T_N [38], для исследуемого феррита-граната $T_N = 365$ K. Как правило, доля замещения ионов Fe^{3+} ионами Ga^{3+} в октаэдрической подрешетке варьируется в пределах от 5 до 20 %. Это справедливо при общем замещении ионами Ga^{3+} менее двух формульных единиц ионов Fe^{3+} [37, 39].

Увеличение концентрации ионов Ga^{3+} в октаэдрической подрешетке приводит к росту эффективного гиромагнитного отношения (рис. 5). Этот эффект, в соответствии с формулой Киттеля (5), обу-

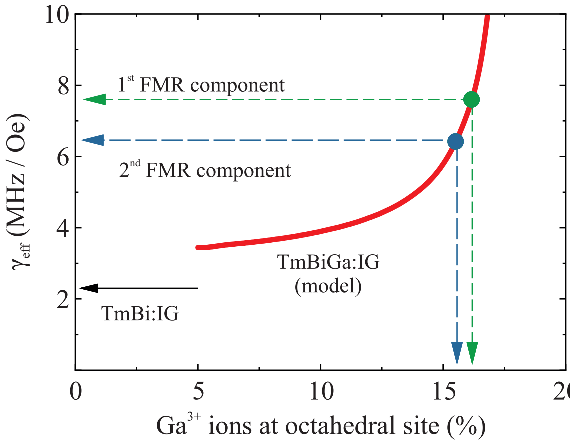

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость эффективного гиромагнитного отношения γ_{eff} феррита-граната состава TmBiGa:IG от вхождения ионов Ga^{3+} в октаэдрическую подрешетку (красная линия, расчет на основе теории молекулярного поля). Пунктирными линиями синего и зеленого цветов показаны экспериментальные данные гиромагнитного отношения для двух компонентов сигнала ФМР (см. рис. 3, 4) и соответствующие ожидаемые концентрации ионов Ga^{3+} в октаэдрической подрешетке граната. Черной стрелкой показана экспериментально измеренная величина гиромагнитного отношения для феррита-граната TmBi:IG [5]

словлен снижением общей намагниченности железных подрешеток, вызванным замещением магнитных ионов Fe^{3+} немагнитными ионами Ga^{3+}. Отметим, что при общем замещении ионов Fe^{3+} ионами Ga^{3+} на уровне 1.6 формульных единиц граната вхождение ионов Ga^{3+} в октаэдрическую подрешетку на уровне 16 % является характерной величиной. Экспериментально наблюдаемые компоненты сигнала ФМР с разными гиромагнитными отношениями $\gamma_{\text{eff1}} = 7.6$ МГц/Э и $\gamma_{\text{eff2}} = 6.46$ МГц/Э (рис. 4, 5) обусловлены особенностями распределения ионов Ga^{3+} по объему феррита-граната, причем разница в распределении ионов между подрешетками граната составляет всего ~ 1 %.

Заключение. Таким образом, впервые обнаружена экспериментально и подтверждена теоретически возможность достижения высокого гиромагнитного отношения в ферримагнетиках, не имеющих точек компенсации магнитного и углового моментов. Показано, что гиромагнитное отношение в тулий-содержащих ферритах-гранатах можно значительно, в 3–5 раз повысить при разбавлении ионов железа ионами галлия, причем величина гиромагнитного отношения зависит как от содержания ионов галлия, так и от их распределения между октаэдрической и тетраэдрической подрешетками феррита-граната. Увеличение гиромагнитного отношения в 3 раза и более наблюдалось экспериментально для случая, соответствующего среднему уровню замещения ионов Fe^{3+} ионами Ga^{3+} в октаэдрической подрешетке. При изменении условий синтеза ферритов-гранатов уровень замещения ионов Fe^{3+} может быть повышен, а, следовательно, и величина гиромагнитного отношения увеличина. Гиромагнитное отношение – ключевой параметр, определяющий скорость протекания процессов в спиновой системе магнетика, и полученные результаты имеют важное значение для значительного повышения быстродействия устройств спинтроники, создаваемых на базе ферримагнетиков.

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук.

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

1. П. Г. Баранов, А. М. Калашникова, В. И. Козуб, В. Л. Коренев, Ю. Г. Кусраев, Р. В. Писарев, В. Ф. Сапега, И. А. Акимов, М. Байер, А. В. Щербаков, Д. Р. Яковлев, УФН **189**(08), 849 (2019).
2. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, М. В. Логунов, М. А. Морозова, С. А. Одинцов, С. А. Осокин, А. Ю. Шараевская, Ю. П. Шараевский, УФН **190**(10), 1009 (2020).
3. S. K. Kim, G. S. D. Beach, K.-J. Lee, T. Ono, T. Rasing, and H. Yang, Nat. Mater. **21**(1), 24 (2022).
4. Н. А. Логинов, М. В. Логунов, В. В. Рандошкин, ФТТ **31**(10), 58 (1989).
5. X. Zhang, L. Jin, D. Zhang, B. Liu, H. Meng, L. Zhang, Z. Zhong, and X. Tang, Frontiers in Materials **9**, 879711 (2022).
6. Y. Nakamura, S. B. S. Chauhan, and P. B. Lim, Photonics **11**(10), 931 (2024).
7. T. G. H. Blank, K. A. Grishunin, E. A. Mashkovich, M. V. Logunov, A. K. Zvezdin, and A. V. Kimel, Phys. Rev. Lett. **127**(3), 037203 (2021).
8. T. G. H. Blank, E. A. Mashkovich, K. A. Grishunin, C. F. Schippers, M. V. Logunov, B. Koopmans, A. K. Zvezdin, and A. V. Kimel, Phys. Rev. B **108**(9), 094439 (2023).
9. L. E. Helseth, R. W. Hansen, E. I. Il'yashenko, M. Baziljevich, and T. H. Johansen, Phys. Rev. B **64**(17), 174406 (2001).
10. M. V. Logunov, S. S. Safonov, A. S. Fedorov, A. A. Danilova, N. V. Moiseev, A. R. Safin, S. A. Nikitov, and A. Kirilyuk, Phys. Rev. Applied **15**(6), 064024 (2021).

11. C. Tang, P. Sellappan, Y. Liu, Y. Xu, J. E. Garay, and J. Shi, Phys. Rev. B **94**(14), 140403 (2016).
12. A. J. Lee, S. Guo, J. Flores, B. Wang, N. Bagués, D. W. McComb, and F. Yang, Nano Lett. **20**(6), 4667 (2020).
13. A. Quindeau, C. O. Avci, W. Liu, C. Sun, M. Mann, A. S. Tang, M. C. Onbasli, D. Bono, P. M. Voyles, Y. Xu, J. Robinson, G. S. D. Beach, and C. A. Ross, Advanced Electronic Materials **3**(1), 1600376 (2017).
14. O. Ciubotariu, A. Semisalova, K. Lenz, and M. Albrecht, Sci. Rep. **9**(1), 17474 (2019).
15. G. F. Dionne and P. F. Tumelty, J. Appl. Phys. **50**(12), 8257 (1979).
16. G. F. Dionne and G. A. Allen, J. Appl. Phys. **75**(10), 6372 (1994).
17. R. Timalsina, B. Giri, H. Wang, A. Erickson, S. Sarin, S. Lamichhane, S. Liou, J. E. Shield, X. Xu, and A. Laraoui, Advanced Electronic Materials **11**(3), 2400398 (2025).
18. G. J. Omar, P. Gargiani, M. Valvidares, Z. S. Lim, S. Prakash, T. S. Suraj, A. Ghosh, S. T. Lim, J. Lourembam, and A. Ariando, Adv. Funct. Mater. **35**(4), 2414188 (2025).
19. A. J. Lee, S. Guo, A. S. Ahmed, and F. Yang, Phys. Rev. B **102**(17), 174434 (2020).
20. R. K. Wangsness, Phys. Rev. **91**(5), 1085 (1953).
21. C. Kittel, Phys. Rev. **115**(6), 1587 (1959).
22. J. H. van Vleck, Phys. Rev. **123**(1), 58 (1961).
23. R. C. LeCraw, S. L. Blank, G. P. Vella-Coleiro, Appl. Phys. Lett. **26**(7), 402 (1975).
24. K.-J. Kim, S. K. Kim, Y. Hirata, S.-H. Oh, T. Tono, D.-H. Kim, T. Okuno, W. S. Ham, S. Kim, G. Go, Y. Tserkovnyak, A. Tsukamoto, T. Moriyama, K.-J. Lee, and T. Ono, Nat. Mater. **16**(12), 1187 (2017).
25. З. В. Гареева, С. М. Чен, Письма в ЖЭТФ **114**(3–4), 250 (2021).
26. Y. Zhang, X. Feng, Z. Zheng, Z. Zhang, K. Lin, X. Sun, G. Wang, J. Wang, J. Wei, P. Vallobra, Y. He, Z. Wang, L. Chen, K. Zhang, Y. Xu, and W. Zhao, Appl. Phys. Rev. **10**(1), 011301 (2023).
27. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC Press, London (2020).
28. L. Landau and E. Lifshits, Phys. Z. Sowjetunion **8**, 153 (1935).
29. T. L. Gilbert and J. M. Kelly, Conference on Magnetism and Magnetic Materials: Papers Presented, Pittsburgh, Pa., June 14–16, 1955 American Institute of Electrical Engineers Michigan; https://books.google.ru/books?id=GcxWAAAAMAAJ.
30. T. L. Gilbert, IEEE Trans. Magn. **40**(6), 3443 (2004).
31. V. V. Demidov and T. A. Shaikhulov, J. Magn. Magn. Mater. **566**, 170299 (2023).
32. В. В. Демидов, И. В. Борисенко, А. А. Климов, Г. А. Овсянников, А. М. Петржик, С. А. Никитов, ЖЭТФ **139**(5), 943 (2011).
33. Yu. B. Kudasov, M. V. Logunov, R. V. Kozabaranov, I. V. Makarov, V. V. Platonov, O. M. Surdin, D. A. Maslov, A. S. Korshunov, I. S. Strelkov, A. I. Stognij, V. D. Selemir, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **120**, 122403 (2022).
34. G. F. Dionne, J. Appl. Phys. **47**(9), 4220 (1976).
35. M. J. Gross, T. Su, J. J. Bauer, and C. A. Ross, Phys. Rev. Applied **21**(1), 014060 (2024).
36. G. F. Dionne, J. Appl. Phys. **41**(12), 4874 (1970).
37. P. Röschmann and P. Hansen, J. Appl. Phys. **52**(10), 6257 (1981).
38. D. Scheffler, O. Steuer, S. Zhou, L. Siegl, S. T. B. Goennenwein, and M. Lammel, Phys. Rev. Materials **7**(9), 094405 (2023).
39. S. Geller, J. A. Cape, G. P. Espinosa, and D. H. Leslie, Phys. Rev. **148**(2), 522 (1966).