

04,05

## Циклотронный резонанс в магнитных кристаллах, содержащих области фазового расслоения

© Е.И. Головенчиц, В.А. Санина, В.Г. Залесский, Б.Х. Ханнанов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nsh@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 25 сентября 2025 г.

В окончательной редакции 25 сентября 2025 г.

Принята к публикации 27 октября 2025 г.

Приведены результаты измерений циклотронного резонанса в ряде магнитных кристаллов, в которых предполагалось наличие областей фазового расслоения. Показано, что циклотронный резонанс при комнатной температуре существует во многих магнитных кристаллах, содержащих области фазового расслоения, если высота потенциальных барьеров на границах этих областей достаточно велика.

**Ключевые слова:** циклотронный резонанс, области фазового расслоения, доменные стенки.

DOI: 10.61011/FTT.2025.10.61967.262-25

### 1. Введение

В недавно опубликованной работе [1] мы сообщили о наблюдении циклотронного резонанса (CR) в монокристаллах железо-иттриево граната (YIG) при комнатной температуре. Исследованные монокристаллы были высокого качества — углы Брэгга при дифракции рентгеновских лучей  $\Theta_b \sim 10''$ . Они также обладали малыми диэлектрическими и магнитными потерями. Наблюдение CR свидетельствовало о наличии свободных электронов и указывало на существование содержащих эти электроны малых областей, объем которых много меньше объема образца. Такие области — области фазового расслоения (Phase Separation Regions, PSR), как в настоящее время известно, возникают во многих магнитных кристаллах. Ранее, физические характеристики кристаллов, содержащих ионы переходных металлов, описывались на основе теории, которая рассматривала различные подсистемы кристалла (зарядовая, спиновая, орбитальная) как относительно независимые. Взаимодействие между ними учитывалось обычно в виде малых поправок к основным взаимодействиям внутри каждой подсистемы. Однако, согласно современным представлениям, такие кристаллы являются сильно коррелированными системами и для них был развит подход, при котором взаимодействие между различными степенями свободы учитывалось изначально, при записи модельного гамильтониана. При этом удается описать сложную фазовую диаграмму состояний для ряда кристаллов и, в частности, возникновение при определенных условиях такого неоднородного состояния, при котором основной объем кристалла сохраняет исходную однородность, но появляется некоторое количество малых кластеров (микро- или наноразмеров) внутри которых реализуется ферромагнитный порядок локализованных спинов и имеются свободные или слабо связанные электро-

ны, обуславливающие повышенную локальную проводимость и возможность существования циклотронного резонанса. Основная часть образца, вне кластеров, как уже отмечалось, остается диэлектрической и сохраняет исходный магнитный порядок. Ключевую роль в возникновении таких состояний играет электрон-электронное взаимодействие, запускающее двойной обмен, который приводит к ферромагнитному упорядочению областей PSR. Наиболее детально теория, учитывающая электрон-электронное взаимодействие, разработана применительно к манганитам  $R\text{Mn}_2\text{O}_5$  ( $R$  — редкоземельные ионы) [2–5].

В манганитах, в кристаллах стехиометрического состава изначально имеются ионы марганца разной валентности  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$ . При этом, в результате баланса двойного обмена, кулоновского отталкивания и энергии Яна-Теллера энергетически выгодным оказывается неоднородное состояние с образованием PSR. В других магнитных кристаллах с 3d ионами конкретные механизмы, стимулирующие появление двойного обмена, необходимого для формирования PSR, могут быть другие. Это может быть присутствие некоторого количества примесных ионов, нарушающих зарядовый баланс или другие факторы, например, упругие деформации в процессе роста кристалла, приводящие к возникновению локальных электрических полей и появлению „лишних“ электронов. В работе [1] мы предположили, что эффективен механизм, ранее предложенный в работе [6], согласно которому в ферромагнетиках в стенках антипараллельных магнитных доменов из-за магнитострикции возникают структурные искажения, приводящие к нарушению центральной симметрии. В результате этого появляются локальные электрические поля, свободные (или слабо-связанные) электроны, включается механизм двойного обмена, и в итоге, появляются области фазового расслоения (PSR). Поскольку процесс фазового

расслоения происходит при балансе достаточно сильных взаимодействий, масштаба  $0.5\text{--}1.0\text{ eV}$ , то в принципе, возникшее неоднородное состояние может существовать вплоть до комнатной температуры и даже выше. Как уже отмечалось, фазовое расслоение может происходить во многих реальных кристаллах. На границах PSR имеются потенциальные барьеры, которые обеспечивают эффективное экранирование внутренней области от возмущений, существующих при высокой температуре в основной части кристалла. Именно это, как мы полагаем в [1], обеспечивает возможность существования CR в YIG при комнатной температуре. Естественно предположить, что и в других кристаллах, содержащих PSR, по крайней мере в таких, в которых магнитные ионы имеют ближайшее окружение из ионов кислорода, потенциальные барьеры на границах PSR будут близки по величине.

В настоящей работе мы решили попытаться обнаружить CR в некоторых кристаллах, в которых ранее были либо обнаружены PSR ( $\text{YCrO}_3$  [7]), либо предполагалось их существование. При постановке работы для реализации этой задачи, вообще говоря, успех был проблематичен, так как в реальном экспериментальном исследовании приходится иметь дело с ограниченным диапазоном частот и магнитных полей измерительной установки (в нашем случае, например, диапазон частот  $27\text{--}37\text{ GHz}$ , и магнитных полей  $0\text{--}20\text{ kOe}$ ). Проблема в том, что если для кристаллов кубической симметрии предположение о сферической форме поверхности Ферми в достаточной степени обосновано, что позволяло рассчитывать на обнаружение CR в магнитном поле, близком к полю однородного ферромагнитного резонанса (FMR), то для кристаллов с более низкой симметрией это не вполне оправдано. Нужно также иметь в виду, что для разных кристаллов, в зависимости от конкретного механизма образования PSR и других факторов, ситуация может существенно различаться. Для кристаллов с совершенной структурой и практически отсутствием примесных ионов, таких как YIG, велика вероятность того что PSR будут в основном одинакового размера, хотя наличие упругих деформаций, магнитной истории и различных случайных факторов может привести к некоторому разбросу размеров этих областей. В случае примесного механизма образования PSR такой разброс более вероятен.

В настоящей работе мы не стремились подробно исследовать характеристики CR в измеряемых кристаллах. Нам важно было обнаружить CR и получить минимальный набор данных, который позволил бы идентифицировать наблюдаемые сигналы как проявление циклотронного резонанса. Мы выбрали для эксперимента орторомбические кристаллы, которые были ориентированы так, чтобы выделенная кристаллографическая ось **C** была направлена вдоль магнитного поля **H**. При этом можно было рассчитывать, что при малой разнице параметров элементарной ячейки  $a$  и  $b$ , сечение поверхности Ферми в плоскости перпендикулярной оси **C** будет близко

к круговому и, соответственно, CR будет близок по полю к FMR. Оказалось, что это условие действительно реализуется для выбранной нами группы кристаллов и нам удалось в них измерить CR.

## 2. Образцы и методика измерений

Нами были исследованы следующие монокристаллические образцы:  $\text{YCrO}_3$ ,  $\text{YFeO}_3$ ,  $\text{GdCrO}_3$ ,  $\text{EuCrO}_3$  и  $\text{NaNiF}_3$ . Монокристалл  $\text{NaNiF}_3$  был выбран с целью проверки влияния замены кислородного окружения магнитных ионов на окружение из ионов фтора. Все перечисленные выше кристаллы имеют структуру ромбически искаженного перовскита. В области низких температур в них реализуется антиферромагнитное упорядочение со слабым ферромагнитным моментом. Температура Нееля для ортохромитов и  $\text{NaNiF}_3$  составляет  $T_N = 140\text{--}180\text{ K}$  и при комнатной температуре они парамагнитны. Монокристалл  $\text{YFeO}_3$  имеет температуру Нееля  $T_N = 648\text{ K}$ , так что при комнатной температуре в нем сохраняется магнитный порядок. Во всех перечисленных выше кристаллах слабоферромагнитный момент направлен вдоль оси **C**, что позволяло их ориентировать вдоль этой оси магнитным способом. По форме образцы представляли собой пластинки разной толщины, объемом несколько кубических миллиметров. При этом подбирались такие образцы, которые вырастали с развитой плоскостью перпендикулярной оси **C**. Поскольку при комнатной температуре все кристаллы (за исключением  $\text{YFeO}_3$ ) находились в парамагнитном состоянии, эффект размагничивания, важный при измерении  $\text{YFeO}_3$ , для них не имел значения. В случае  $\text{YFeO}_3$  он также малосущественен, т.к. слабоферромагнитный момент мал (порядка  $10^{-2}$  намагниченности подрешетки). Более подробная информация об образцах будет приведена при обсуждении результатов для конкретных кристаллов.

Как и в работе [1], измерения проводились на спектрометре магнитного резонанса с малой магнитной модуляцией. Измерительная ячейка представляла из себя систему двух рупоров, между которыми в свободном пространстве помещался образец. В рупорах возбуждалась волна типа  $\text{TE}_{10}$ , так что образец находился в поле электромагнитной волны TEM, плоскость поляризации которой определялась соответствующей ориентацией рупоров. Использовались две конфигурации с взаимно ортогональной ориентацией векторов электромагнитного поля **e** и **h**. Как известно, конфигурация при которой **e** перпендикулярен постоянному магнитному полю **H**, оптимальна для возбуждения CR (конфигурация **C**), а конфигурация с **h** перпендикулярным **H** — для возбуждения FMR (конфигурация **F**). Именно такое поляризационное различие условий возбуждения CR и FMR использовалось нами главным образом для их идентификации. Электромагнитное поле в месте расположения образца имело практически плоский фронт, с достаточно высокой поляризационной развязкой между

конфигурациями С и F — отношение мощности СВЧ проходящей через измерительную ячейку при согласованном и скрещенным положениями рупоров было порядка  $10^3$ .

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

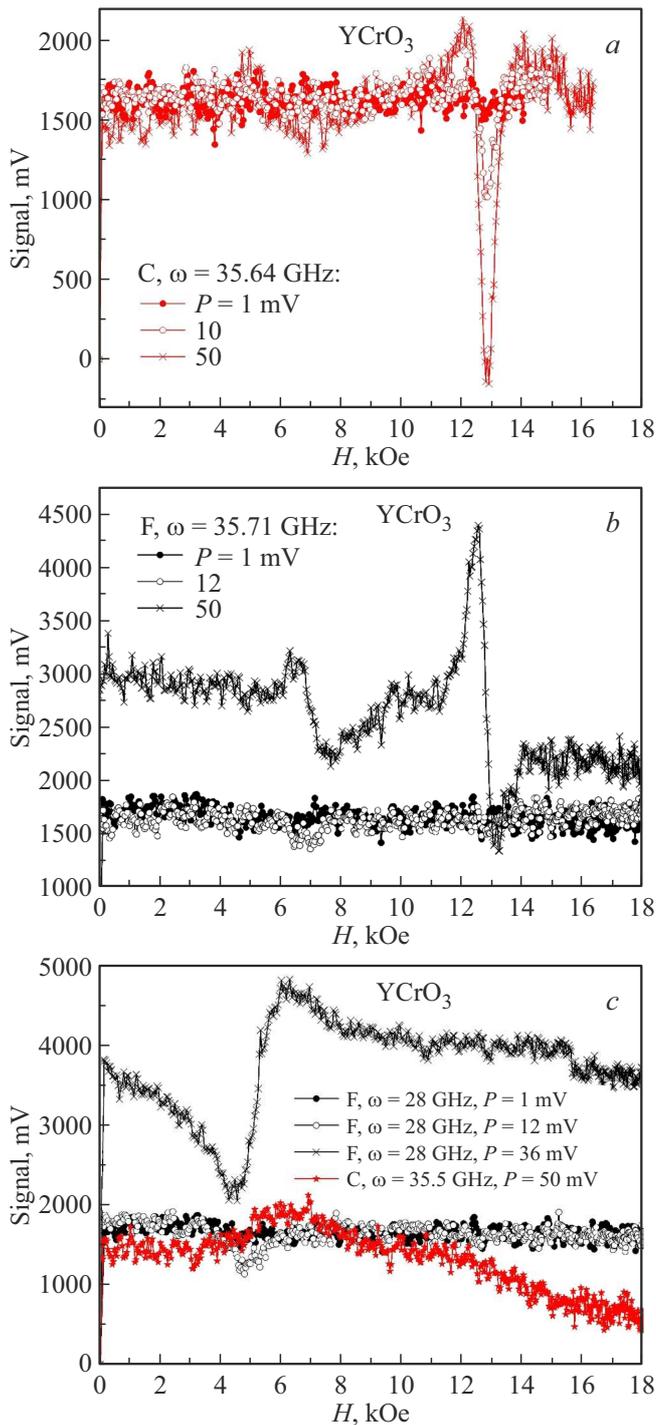
Рассмотрим прежде всего результаты для кристалла  $YCrO_3$ . Как уже отмечалось,  $YCrO_3$  представляет собой ромбически искаженный перовскит с выделенной осью С. Пространственная группа  $D_{2h}^{16}-Pbmn$ , элементарная ячейка содержит четыре формульных единицы. Ионы  $Cr^{3+}$  расположены в кислородных октаэдрах. Оси этих октаэдров несколько отклонены от оси С, вдоль которой они фиксированы в неискаженных перовскитах. Температура разрушения антиферромагнитного порядка  $T_N = 142$  К. Ранее мы детально исследовали диэлектрические и магнитные свойства  $YCrO_3$  [7] и было показано, что области фазового расслоения в этих кристаллах существуют до температур, превышающих 350 К. В настоящей работе, как уже отмечалось, ось С образца была ориентирована вдоль **H**, а развитая плоскость (**a**, **b**) перпендикулярна направлению распространения СВЧ волны. Измерялись зависимости проходящей через образец СВЧ мощности от магнитного поля  $P(H)$ . Скорость изменения магнитного поля составляла 10–15 Ое/с. Как и в [1], СВЧ мощность на входе измерительной ячейки измерялась относительным способом по напряжению на детекторе. При этом можно было сравнивать уровни мощности при разных измерениях, но не измерять ее абсолютную величину. Значение  $P_0$  соответствует мощности, проходящей через ячейку с кристаллом в поле  $H = 0$ .

На рис. 1–5 приведены зависимости сигналов от поля для разной мощности падающей СВЧ волны ( $P_0$ ) при комнатной температуре. Все графики, соответствующие конфигурации С показаны красным цветом, а F — черным. Прежде всего следует отметить, что поскольку при комнатной температуре кристалл находится в парамагнитном состоянии, все наблюдаемые на зависимости  $P(H)$  резонансные пики можно было считать относящимися к PSR, а не к основному объему кристалла. На рис. 1, а приведены результаты измерений в конфигурации С, т.е. оптимальной для возбуждения CR. При самых низких СВЧ мощностях ( $P_0 \sim 1$  мВ) никаких явных сигналов не заметно. При  $P_0 \approx 10$  мВ появляется резонансный пик при магнитном поле близком к величине  $H_\omega = \omega/\gamma$  ( $\omega$  — частота на которой производились измерения,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение). При мощности  $P_0$  близкой к 50 мВ величина этого резонансного пика существенно возрастает и наряду с ним появляется довольно широкая полоса поглощения, центр которой находится вблизи  $H = H_\omega/2$ . Резонансный пик при  $H = H_\omega$  мы идентифицируем как CR. Полоса поглощения по-видимому обусловлена

нелинейными процессами в системе ферромагнитно-упорядоченных локализованных спинов. Механизм ее возникновения можно понять на основе представлений о параметрическом возбуждении спиновых волн в ферромагнетиках [8,9].

Как известно, некоторый фон термически равновесных спиновых волн имеется во всех магнитно-упорядоченных материалах. В линейном приближении спиновые волны независимы. В нелинейном режиме между ними, а также между ними и однородной прецессией возникает связь, которая существенно зависит от амплитуды возбуждающего магнитного поля **h**. Начиная с некоторой амплитуды  $h_c$ , происходит интенсивная раскачка их интенсивности, причем пороги как при продольной, так и поперечной накачке довольно низки, порядка  $(10^{-2}-10^{-3})\Delta H$ , где  $\Delta H$  — ширина линии однородного ФМР [8]. Минимальные пороги, естественно, соответствуют процессам низшего порядка — возбуждению пар спиновых волн с волновым вектором **k** и  $-\mathbf{k}$ . Поглощение, связанное с этим процессом и образует полосу при  $H$  порядка  $1/2H_\omega$  (SW полоса). Интенсивно „раскачанные“ спиновые волны возбуждают однородную прецессию, которая в свою очередь, за счет диполь-дипольного взаимодействия возбуждает CR. Возникшая система связанных осцилляторов перераспределяет энергию таким образом, что усиливаются менее интенсивные возбуждения и несколько ослабляются более интенсивные. Как видно из рис. 1, а резонансный пик, соответствующий CR и поглощение в SW полосе направлены в разные стороны. Вообще говоря, в простейшей модели, так и должно быть, так как спиновые возбуждения соответствуют правой прецессии ( $\chi > 0$ ), а CR диамагнитен ( $\chi < 0$ ), т.е. соответствующие сигналы имеют противоположные фазы ( $\chi$  — действительная часть СВЧ магнитной восприимчивости). Однако, реально, при учете анизотропии, приводящей к эллиптичности прецессии, наличию связи FMR и CR и ряду других факторов, форма и взаимная ориентация линий поглощения может быть разной.

На рис. 1, б приведены данные в конфигурации F. При низких и средних уровнях СВЧ мощности ( $P_0 < 10-12$  мВ) никаких сигналов не видно. При  $P_0 = 50$  мВ возникает интенсивная спиново-волновая полоса (SW полоса) и резонансный пик вблизи  $H = H_\omega$ . Наблюдаемая картина соответствует упомянутому выше сценарию параметрического возбуждения спиновых волн. При достаточно интенсивной СВЧ накачке,  $h > h_c$  ( $h_c$  — пороговая величина амплитуды) возбуждаются спиновые волны, которые формируют SW полосу, а затем и однородную прецессию. Далее, за счет диполь-дипольной связи возбуждается CR. Таким образом, в нелинейном запороговом режиме система связанных осцилляторов возникает независимо от поляризации возбуждающего поля СВЧ. Отметим, что результаты показанные на рис. 1, а и б получены при измерениях на частотах  $\omega > \omega_c$ , больших некоторой критической величины  $\omega_c$ , которая для  $YCrO_3$  равна 32 GHz. При



**Рис. 1.** Зависимость интенсивности наблюдаемых сигналов от магнитного поля при конфигурациях С и F и при разном уровне мощности СВЧ поля для кристаллов YCrO<sub>3</sub>. На рисунках (a) и (b) показаны зависимости на частоте  $\omega > \omega_c$  ( $\omega_c$  — критическая частота), на рисунке (c) — при  $\omega < \omega_c$ .

измерениях на частотах  $\omega < \omega_c$  при любых  $P_0$  возникает SW полоса, но никаких резонансных сигналов не наблюдается (рис. 1, c). Как видно из рис. 1, c и в конфигурации С даже при максимальном  $P_0$  резонансного

сигнала CR нет. Наиболее вероятное объяснение этих результатов состоит в том, что при низких частотах диаметр электронной орбиты при CR становится больше размера PSR в соответствующем направлении. При этом происходит эффективное рассеяние электронов на границах PSR, и CR исчезает. Независимых данных о размерах PSR в YCrO<sub>3</sub> у нас нет, но можно сделать оценку по порядку величины на основе соотношения:

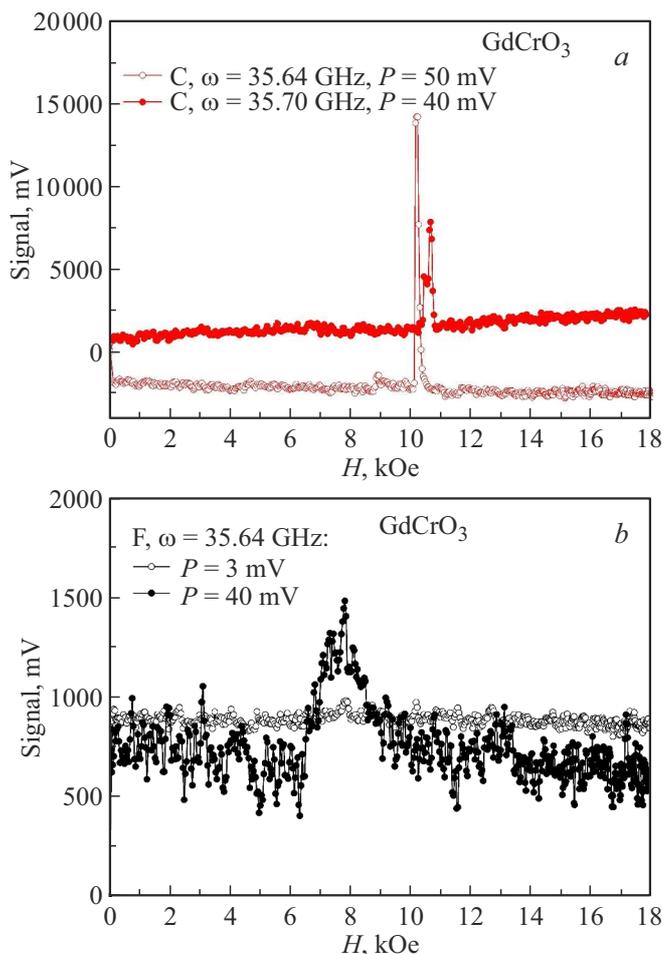
$$R_c = \frac{v^\perp}{\omega}, \quad v^\perp \sim v^F = \frac{\hbar}{m_c(2\pi^2N/V)^{1/3}} \quad (1)$$

здесь  $R_c$  — циклотронный радиус,  $\omega$  — частота возбуждающего СВЧ поля,  $v^\perp$  — скорость электрона на орбите,  $v^F$  — скорость электрона на поверхности Ферми,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $m_c$  — циклотронная масса электрона,  $N/V$  — концентрация электронов. Если принять, что циклотронная масса примерно равна массе свободного электрона, а концентрация электронов  $\sim 10^{13-14} \text{ cm}^{-3}$ , как и в YIG [1,10], то получим величину  $R_c \sim 10^{-5} \text{ cm}$ , что близко к оценке размеров PSR для манганитов, сделанной на основе рентгеновских данных [10,11]. Следует заметить, что критическая частота  $\omega_c$  не является четко определенной величиной для разных кристаллов и даже для кристаллов одного и того же состава, из-за дисперсии PSR по размерам, магнитной истории и других факторов. Необходимо также заметить, что изложенные выше соображения о природе SW полосы и других проявлений нелинейности носят сугубо качественный характер. Для обоснованного анализа механизмов их возникновения необходима теория магнитной линейной и нелинейной динамики PSR, которая в настоящее время отсутствует.

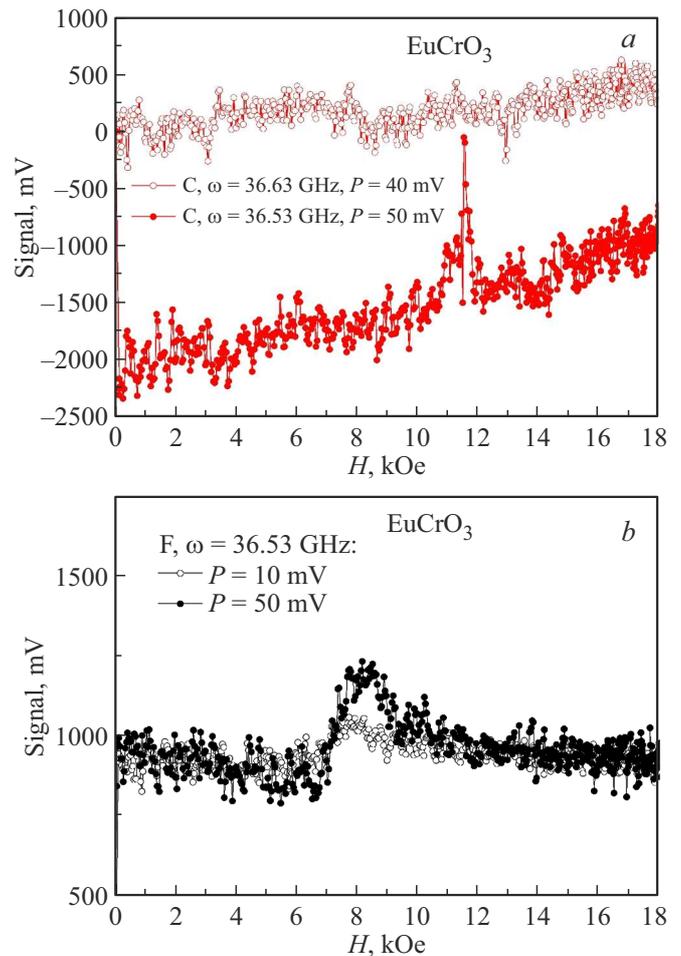
Рассмотрим теперь результаты для других кристаллов, которые исследовались менее подробно, чем YCrO<sub>3</sub>. На рис. 2 приведены данные для GdCrO<sub>3</sub>. Кристаллическая структура этого кристалла подобна YCrO<sub>3</sub>, температура Нееля  $T_N = 170 \text{ K}$ , так что при комнатной температуре он также находится в парамагнитном состоянии. В конфигурации С (рис. 2, a), виден четкий сигнал CR. В отличие ранее рассмотренных случаев, он несколько больше смещен от значения  $H_\omega = \omega/\gamma$ . Возможно это связано с неточностью ориентировки кристалла, так как повторные измерения на близкой, но несколько другой частоте дали аналогичный результат. В конфигурации F (рис. 2, b) кристалл демонстрирует поведение, аналогичное YCrO<sub>3</sub>-отсутствие сигналов при малых  $P_0$ , SW полоса при больших  $P_0$ , причем центр SW полосы также незначительно смещен относительно положения  $H = 1/2H_\omega$ .

На рис. 3 представлены результаты для кристалла EuCrO<sub>3</sub>. Видно, что как в конфигурации С (рис. 3, a), так и в конфигурации F (рис. 3, b) зависимости  $P(H)$  подобны кристаллу GdCrO<sub>3</sub>, при этом амплитуда резонансного пика CR намного меньше и они требуют для своего возбуждения больших мощностей  $P_0$ . По-видимому, это связано с большей проводимостью этого кристалла при комнатной температуре.

На рис. 4 представлены результаты для кристалла  $\text{YFeO}_3$ . Этот кристалл с той же кристаллической и магнитной структурой, что и рассмотренные выше ортохромиты, но, в отличие от них, он имеет более сильный обмен и соответственно большую температуру Нееля ( $T_N = 648 \text{ K}$ ). При комнатной температуре он находится в магнитоупорядоченном состоянии, а именно, является антиферромагнетиком со слабым ферромагнетизмом. Собственные антиферромагнитные возбуждения имеют большую энергетическую щель ( $\sim 300 \text{ GHz}$ ) и не должны заметно влиять на магнитные колебания в PSR в 8-мм диапазоне. Слабоферромагнитный момент мал по величине и жестко фиксирован по направлению взаимодействием Дзялошинского, так что наличие этого момента также не должно влиять на магнитную динамику PSR. Однако, в реальности магнитная динамика PSR в  $\text{YFeO}_3$  несколько отличается от динамики находящихся в парамагнитном состоянии ортохромитов. Возможно это связано с наличием магнитоупорядоченной матрицы. В конфигурации С существенных отличий нет: начиная

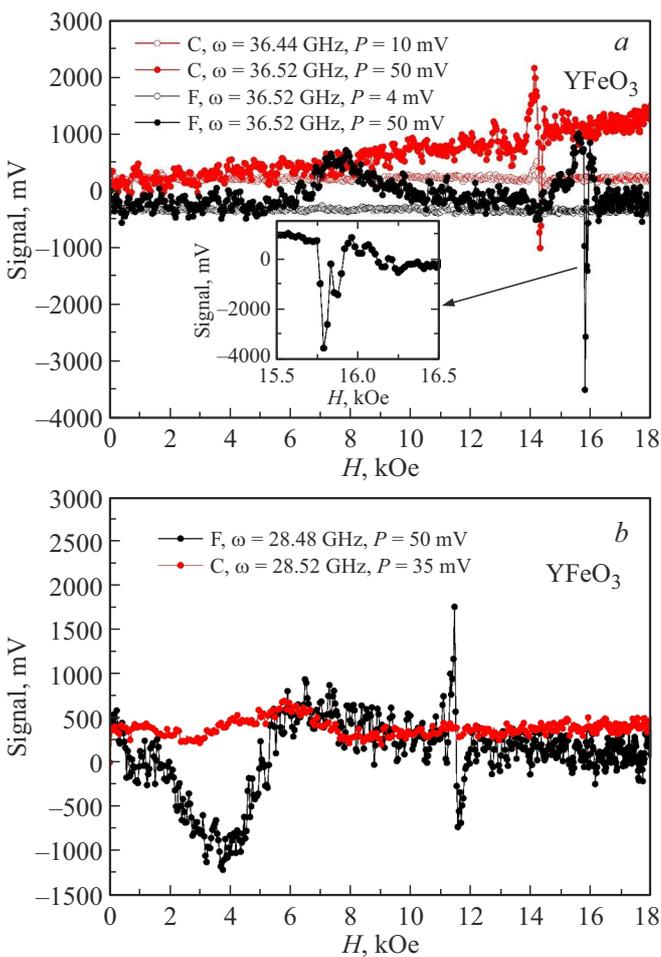


**Рис. 2.** Зависимость интенсивности наблюдаемых сигналов от магнитного поля при конфигурациях С и F (рисунки (a) и (b), соответственно) и при разном уровне мощности СВЧ поля для кристаллов  $\text{GdCrO}_3$ .



**Рис. 3.** Зависимость интенсивности наблюдаемых сигналов от магнитного поля при конфигурациях С и F (рисунки (a) и (b), соответственно) и при разном уровне мощности СВЧ поля для кристаллов  $\text{EuCrO}_3$ .

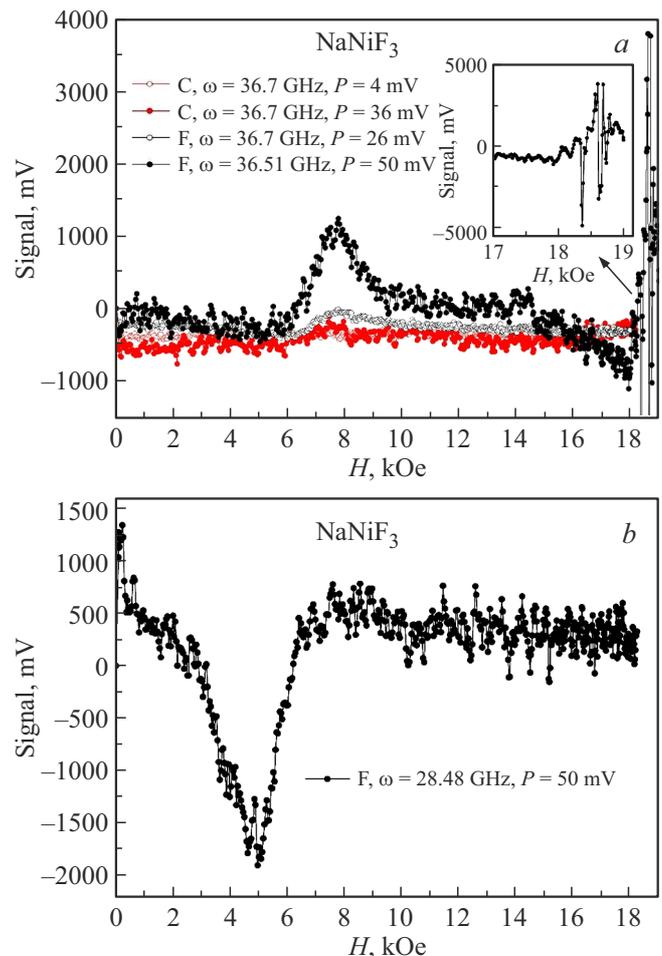
уже с  $P_0 = 4 \text{ mV}$  появляется резонансный пик вблизи  $H_\omega = \omega/\gamma$ , который с ростом СВЧ мощности возрастает. При  $P_0 = 50 \text{ mV}$  видны два близких интенсивных пика, причем положение их по полю несколько смещено от значения  $H_\omega$ . Мы интерпретируем эти пики как связанные между собой CR и однородную прецессию локализованных спинов (FMR). В конфигурации F с ростом СВЧ мощности появляется SW полоса и затем резонансный сигнал, также несколько смещенный по полю от значения  $H_\omega$ . Этот сигнал соответствует возбуждению в нелинейном режиме однородной прецессии спинов (FMR). При измерениях на низкой частоте ( $28.35 \text{ GHz}$ ) в конфигурации С никаких резонансных сигналов не наблюдается, а в конфигурации F при  $P_0 \approx 50 \text{ mV}$  имеется резонансный пик, причем положение его по полю практически соответствует значению  $H_\omega$ , т.е. смещение, связанное по-видимому с наличием связи FMR и CR отсутствует. Это свидетельствует о том, что в  $\text{YFeO}_3$ , как и в ортохромитах на этих частотах CR не возбуждается из-за рассеяния на границах.



**Рис. 4.** Зависимость интенсивности наблюдаемых сигналов от магнитного поля при конфигурациях С и F и при разном уровне мощности СВЧ поля для кристаллов YFeO<sub>3</sub>. На рисунках (a) и (b) показаны зависимости на разных частотах. На вставке — увеличенный масштаб для конфигурации F при  $\omega = 36.52$  GHz,  $P = 50$  mV.

Как уже упоминалось, мы провели также измерения кристалла NaNiF<sub>3</sub> с целью выяснить, как влияет замена кислородного окружения магнитных ионов на окружение из ионов фтора. Кристаллы NaNiF<sub>3</sub> как кристаллографически, так и по магнитным свойствам близки к ортохромитам. Они также имеют структуру ромбически искаженного перовскита (пространственная группа  $D_{16}^{2h} - Pbnm$ ). Параметры  $a, b$  и  $c$  элементарных ячеек NaNiF<sub>3</sub> и YCrO<sub>3</sub> близки (5.36, 5.52, 7.69 Å и 5.24, 5.18, 7.69 Å, соответственно). На рис. 5 приведены результаты измерений. В конфигурации С ни при каких  $P_0$  резонансных сигналов не наблюдалось. В конфигурации F при увеличении  $P_0$ , начиная примерно с 15–20 mV, появляется SW полоса и центр ее, как и в ранее измеренных случаях, близок к  $H = \omega/2\gamma$ . При  $P_0 \approx 50$  mV появляется интенсивный резонансный сигнал, точнее два близких сигнала, причем положение их поля радикально отличается от  $H_\omega = \omega/\gamma$ . При измерениях на низких ча-

стотах (28.48 GHz) в конфигурации F при максимальной  $P_0 = 50$  mV никаких сигналов нет кроме интенсивной SW полосы. Ситуация в NaNiF<sub>3</sub> может иметь разные объяснения. Возможно, например, что резонансное поле CR несколько больше максимального магнитного поля для нашего спектрометра и поэтому в линейном и слабо нелинейном режиме CR не наблюдаем. При  $P_0 \geq 50$  mV, т.е. при достаточно высокой амплитуде СВЧ поля, в конфигурации F при возрастании связи с возбуждениями в спиновой системе, CR смещается в сторону меньших полей приближаясь к ФМР, который, в свою очередь, смещается в сторону больших полей, сближаясь с CR. В результате оба сигнала появляются в магнитных полях близких к максимальному. Возможно также, что CR на основной частоте не возбуждается из-за рассеяния на границах PSR, а резонансные сигналы, которые мы наблюдаем при  $P_0 = 50$  mV, в условиях сильно развитой нелинейности, являются связкой из FMR и высокочастотной гармонике основного CR, которая вписывается



**Рис. 5.** Зависимость интенсивности наблюдаемых сигналов от магнитного поля при конфигурациях С и F и при разном уровне мощности СВЧ поля для кристаллов NaNiF<sub>3</sub>. На вставке — увеличенный масштаб 17–19 kOe для конфигурации F при  $f = 36.51$  GHz,  $P = 50$  mV.

в PSR данного размера. Разумеется, обе версии нуждаются в проверке, для чего необходимы дополнительные экспериментальные исследования, которые в рамках настоящей работы не проводились.

#### 4. Заключение

Таким образом, результаты проведенных исследований показали, что циклотронный резонанс существует при комнатной температуре в большой группе реальных магнитных кристаллов, в которых в силу разных причин возникли и существуют при комнатной температуре области фазового расслоения (PSR). Несмотря на малый объем этих областей, по отношению к объему основного кристалла, благодаря электро-дипольной природе циклотронного резонанса интенсивность его велика, и он может существенно влиять на магнитную динамику в соответствующем диапазоне частот. Возможность существования циклотронного резонанса при высоких температурах обеспечивается наличием потенциальных барьеров на границах PSR, которые эффективно экранируют внутренний объем PSR от возбуждений в основной массе кристалла.

#### Финансирование работы

Работа финансировалась за счет средств государственного задания Минобрнауки РФ (тема FFUG-2024-0042).

#### Конфликт интересов

Авторы работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] Е.И. Головенчиц, В.А. Санина, Б.Х. Ханнанов, М.П. Щеглов. *ФТТ* **66**, *11*, 1888 (2024).
- [2] М.Ю. Каган, К.Н. Кугель, Д.И. Хомский. *ЖЭТФ* **120**, 470 (2001).
- [3] K.I. Kugel, A.L. Rakhmanov, A.O. Sboychakov. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 267210 (2005).
- [4] K.I. Kugel, A.L. Rakhmanov, A.O. Sboychakov. *Phys. Rev. B.* **74**, 014401 (2006).
- [5] С.В. Стрельцов Д.И. Хомский. *УФН* **187**, *11*, 1121 (2017).
- [6] V.G. Bar'yaktar, V.A. Lvov, D.A. Yablonskii. *JETP Lettters* **37**, *12*, 673 (1983).
- [7] В.А. Санина, Б.Х. Ханнанов, Е.И. Головенчиц, М.П. Щеглов. *ФТТ* **61**, *1*, 95 (2019).
- [8] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. Наука, М. (1994). 462 с.
- [9] В.С. Львов. *Нелинейные спиновые волны*. Наука, М. (1987). 272 с.
- [10] B. Khannanov, E. Golovenchits, M. Sheglov, V. Sanina. *Nanomaterials* **13**, 2147 (2023).
- [11] В.А. Санина, Б.Х. Ханнанов, Е.И. Головенчиц, М.П. Щеглов. *ФТТ* **60**, *3*, 531 (2018).

Редактор Ю.Э. Китаев