

# Аномальные поляризационные характеристики магнитного резонанса в квазиодномерном магнетике $\text{CuGeO}_3 : \text{Co}$

© С.В. Демишев, А.В. Семенов, Н. Оhta\*, С. Okubo\*, И.Е. Тарасенко, Т.В. Ищенко, Н.А. Самарин, Н.Е. Случанко

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, 119991 Москва, Россия

\* Molecular Photoscience Research Center, Kobe University, 657-8501, Kobe, Japan

E-mail: demis@lt.gpi.ru

(Поступила в Редакцию 30 октября 2006 г.)

Обнаружено, что легирование  $\text{CuGeO}_3$  2% примесью  $\text{Co}$  приводит к появлению магнитного резонанса, обладающего аномальными поляризационными характеристиками. В геометрии Фарадея, когда микроволновое поле  $\mathbf{E}_\omega$  направлено вдоль некоторых кристаллографических направлений, происходит подавление данной моды, свидетельствующее о том, что характер магнитных колебаний в ней сильно отличается от стандартной спиновой прецессии. Наблюдаемый резонанс сосуществует с ЭПР на цепочках  $\text{Cu}^{2+}$  и, по-видимому, обусловлен неизвестной ранее коллективной модой магнитных колебаний антиферромагнитной  $S = 1/2$  квантовой спиновой цепочки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16574), ИНТАС (грант № 03-51-3036) и программы РАН „Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах“.

PACS: 76.90.+d, 75.30.Gw, 75.45.+j

## 1. Введение

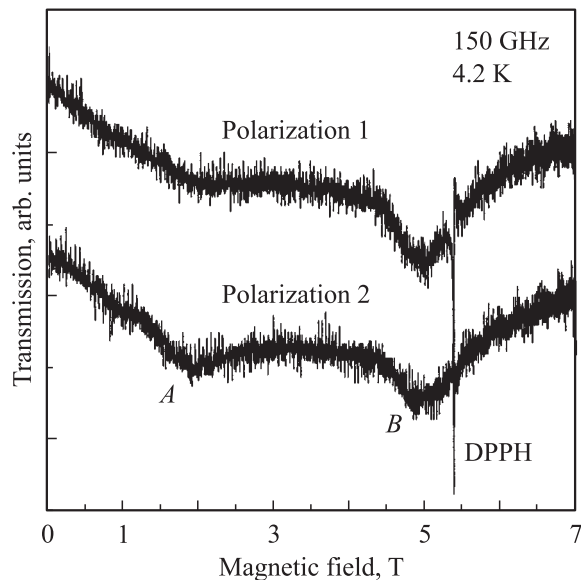
В работах [1,2] было показано, что легирование спин-пайерлсовского магнетика  $\text{CuGeO}_3$  примесью кобальта, замещающей медь в 1D антиферромагнитных (AF)  $S = 1/2$  спиновых цепочках ионов  $\text{Cu}^{2+}$ , приводит к ряду необычных эффектов. Во-первых, при концентрации кобальта  $x_{\text{Co}} = 2\%$  наблюдается полное подавление спин-пайерлсовского и неелевского переходов, и в области температур  $T < 35$  К магнитная подсистема цепочек  $\text{Cu}^{2+}$  обнаруживает квантовое критическое поведение, характерное для фазы Гриффитса. Во-вторых, при  $x_{\text{Co}} = 2\%$  в спектрах резонансного магнитопоглощения микроволнового излучения возникает новая линия, сосуществующая с модой коллективного электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) на цепочках  $\text{Cu}^{2+}$ . Частота указанной моды  $\omega$  линейно зависит от внешнего магнитного поля  $B$  в широком диапазоне  $60 < \omega/2\pi < 360$  GHz, поэтому в [2] предполагалось, что данный резонанс отвечает ЭПР на ионах  $\text{Co}^{2+}$  ( $S = 3/2$ ) в матрице  $\text{CuGeO}_3$  и не связан с антиферромагнитным резонансом (АФМР). Очевидно, что из такой интерпретации экспериментальных данных следует, что уже при  $x_{\text{Co}} = 2\%$  достигается своего рода „предел растворимости“ примеси кобальта в цепочках  $\text{Cu}^{2+}$ , следствием которого и является появление моды ЭПР на изолированных спинах ионов  $\text{Co}^{2+}$  [2]. Такой сценарий легирования  $\text{CuGeO}_3$  является весьма необычным, поскольку для других магнитных примесей, таких как Ni, Fe и Mn, в области относительно небольших концентра-

ций  $x \sim 1-2\%$  характерна модификация характеристик ЭПР на цепочках  $\text{Cu}^{2+}$ , а не появление каких-либо новых магнитных колебаний [3-5].

В настоящей работе покажем, что предложенное в [2] истолкование особенностей спектров резонансного магнитопоглощения у  $\text{CuGeO}_3 : \text{Co}$  не позволяет удовлетворительно объяснить аномальные поляризационные характеристики нового магнитного резонанса, возникающего у  $\text{CuGeO}_3$  при легировании примесью кобальта. Будут приведены аргументы, свидетельствующие о том, что обнаруженная в [1,2] мода имеет коллективную природу и представляет собой новый, неизвестный ранее тип магнитных колебаний квазиодномерной AF квантовой спиновой ( $S = 1/2$ ) цепочки.

Наше исследование было мотивировано следующим наблюдением. В квазиоптических экспериментах, аналогичных описанным ранее в работе [2], исследовалось пропускание кристалла  $\text{CuGeO}_3 : \text{Co}$  как функция магнитного поля для различных поляризаций микроволнового излучения. Линейно поляризованное излучение микроволнового генератора (диод Ганна) поступало в криостат через круглый волновод, поперечное сечение которого перекрывалось образом, находившимся в центре магнитного поля. На другом конце волновода располагался криогенный детектор микроволнового излучения. Изменение поляризации микроволнового излучения достигалось путем поворота генератора относительно волновода.

Результаты такого эксперимента на частоте  $\omega/2\pi = 150$  GHz для двух поляризаций, отличающихся



**Рис. 1.** Поляризационный эффект в  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$  (по данным квазиоптического эксперимента).

поворотом вектора переменного магнитного поля  $\mathbf{V}_\omega$  на  $90^\circ$ , показаны на рис. 1. Внешнее магнитное поле  $\mathbf{V}$  было ориентировано вдоль кристаллографического направления  $\mathbf{a}$  (т.е. перпендикулярно плоскости цепочек  $\text{Cu}^{2+}$ ). Видно, что амплитуда нового магнитного резонанса, возникающего при легировании  $\text{CuGeO}_3$  примесью  $\text{Co}$  (линия  $A$ ) обнаруживает сильную зависимость от направления переменного магнитного поля, в то время как резонанс  $B$ , обусловленный коллективным ЭПР на цепочках  $\text{Cu}^{2+}$ , практически не зависит от направления вектора  $\mathbf{V}_\omega$  относительно осей кристалла.

С теоретической точки зрения возникновение поляризационных эффектов является следствием коллективной природы ЭПР на спинах, образующих сильно взаимодействующий ансамбль квантовой спиновой цепочки [6–11]. Действительно, в случае изолированного спина собственные колебания описываются прецессией вектора намагниченности вокруг внешнего магнитного поля  $\mathbf{V}$  и, следовательно, ЭПР может возбуждаться при любой ориентации вектора  $\mathbf{V}_\omega$  в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{V}$ , и его характеристики не зависят от направления  $\mathbf{V}_\omega$  [12]. Однако и в случае квантовой спиновой цепочки поляризационные эффекты, хотя и возможны, но, как правило, невелики [6,7]. Это связано с тем, что в отсутствие анизотропных членов, которые, согласно современным представлениям, определяют ширину линии ЭПР [6,7], спиновый гамильтониан цепочки, содержащий только обменный и зеемановский члены, будет коммутировать с полными операторами спина и его  $z$ -проекции. Поэтому даже в такой сильно взаимодействующей системе, какой является квантовая спиновая цепочка, в „первом приближении“ резонанс будет наблюдаться на той же частоте  $\omega = \gamma B$ , что и для изолированного спина [6,7,12], и его возбуждение не

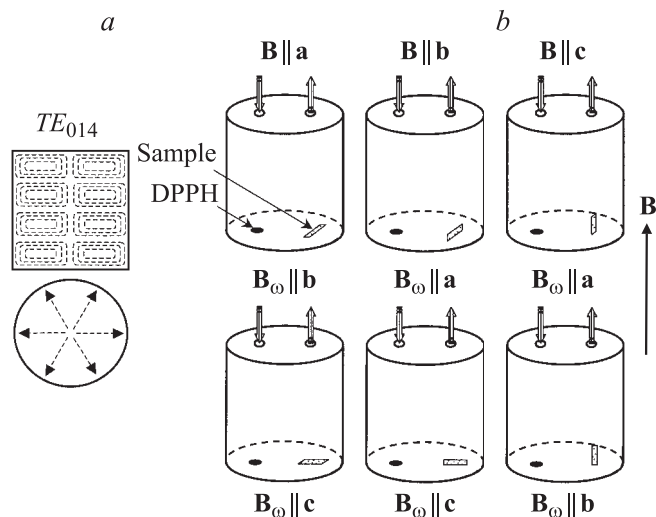
будет зависеть от направления  $\mathbf{V}_\omega$  при условии  $\mathbf{V}_\omega \perp \mathbf{V}$ . Это рассуждение качественно объясняет, почему поляризационные эффекты могут повлиять лишь на ширину линии и  $g$ -фактор, и находится в полном согласии как с результатами численного моделирования [8] и аналитическими расчетами [9–11], так и с экспериментальными данными для различных спиновых цепочек [6–11], в том числе и для легированного  $\text{CuGeO}_3$  [13,14].

Таким образом, в свете существующих теоретических представлений данные рис. 1 указывают на аномальный характер резонанса  $A$ , амплитуда которого и, следовательно, условия возбуждения, зависят от направления  $\mathbf{V}_\omega$ . При этом данная мода сосуществует с ЭПР на цепочках  $\text{Cu}^{2+}$  (линия  $B$ ), который ведет себя в соответствии с теоретическими ожиданиями, демонстрируя слабую поляризационную зависимость. Цель настоящей работы заключается в подробном исследовании условий возбуждения и поляризационных характеристик нового магнитного резонанса, возникающего при легировании  $\text{CuGeO}_3$  примесью кобальта, а также выяснение возможной природы этой аномальной моды.

## 2. Методика эксперимента

При проведении поляризационных измерений в  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$  возникает ряд методических трудностей. Во-первых, экспериментальный спектр резонансного магнитопоглощения представлен двумя широкими линиями, разрешить которые удастся лишь для частот  $\omega/2\pi \geq 100 \text{ GHz}$  (см. [2] и рис. 1), что на первый взгляд указывает на необходимость применения квазиоптической методики. Однако в квазиоптических установках, как правило, используется сверхразмерный волновод, поэтому фиксированная поляризация микроволнового излучения (например, линейная) на входе в микроволновый тракт будет утрачена в плоскости образца, который необходимо располагать в криогенной зоне в центре магнитной системы, т.е. на значительном расстоянии от входа в волновод. При этом степень и характер деполяризации будут зависеть как от картины стоячих волн в микроволновом тракте, так и от оптических характеристик образца и конструктивных особенностей его монтажа в поперечном сечении волновода. Поэтому в квазиоптическом эксперименте достаточно трудно точно контролировать характер поляризации в области образца и получаемая информация, подобная показанной на рис. 1, может иметь лишь качественный характер. Отметим, что аналогичные трудности могут возникать и при использовании криостата с оптическими окнами и диэлектрических линз для фокусировки.

Во-вторых, стандартный способ проведения микроволновых измерений с использованием фиксированной геометрии электрического и магнитного полей заключается в использовании полостных резонаторов. При этом для области частот  $\omega/2\pi \sim 100 \text{ GHz}$  использование основной моды (в случае цилиндрического резонатора  $TE_{011}$ )



**Рис. 2.** Схема поляризационных измерений в резонаторе на частоте  $\omega/2\pi \sim 100$  GHz. *a* — конфигурация магнитного поля в моде  $TE_{014}$ , *b* — расположение образца в резонаторе для шести различных геометрий эксперимента. Заштрихованные стрелки обозначают направления ввода и вывода микроволнового излучения из резонатора; внешнее магнитное поле  $\mathbf{B}$  ориентировано вдоль оси цилиндра.

приводит к резонаторам малого геометрического размера и, следовательно, низкой добротности. Кроме того, в этом случае требуется значительное уменьшение геометрических размеров измеряемого образца, что создает дополнительные трудности, связанные с точной ориентацией образцов в резонаторе в поляризационных экспериментах, а также уменьшает чувствительность установки. В результате в литературе укоренилось мнение, что в рассматриваемом частотном диапазоне более перспективным является использование открытых резонаторов [15]. Однако в открытом резонаторе для получения заметного (и хорошо интерпретируемого) отклика размер исследуемого образца должен соответствовать размеру зеркал, образующих резонатор. В нашем случае это исключало проведение экспериментов на отдельных монокристаллах  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$ , имевших характерные размеры  $1 \times 0.3 \times 0.1$  mm.

Для решения указанных проблем в настоящей работе при проведении поляризационных экспериментов использовался цилиндрический резонатор, настроенный на гармонию  $TE_{014}$  с частотой, лежавшей в диапазоне  $\omega/2\pi = 99\text{--}100$  GHz (распределение магнитного поля для этой моды показано на рис. 2, *a*). В этом случае не требовалось уменьшения геометрических размеров резонатора, что позволило расположить отверстия связи для ввода и вывода микроволнового излучения на одном из торцов цилиндра и реализовать практически удобный случай „отражающего“ резонатора (рис. 2, *b*). Добротность резонатора на моде  $TE_{014}$ , нагруженного на образец  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$  и опорный образец DPPH, располагавшиеся на противоположном торце цилиндра,

составила  $\sim 10^4$ . Качество настройки резонатора контролировалось путем регистрации частотной характеристики при комнатной, азотной и гелиевой температурах.

Резонатор располагался в криостате со сверхпроводящим соленоидом, позволявшим создавать магнитное поле до 7Т, при этом вектор  $\mathbf{B}$  был параллелен оси резонатора. Конструкция криостата предусматривала возможность проведения температурных измерений в диапазоне 1.8–300 К, причем в интервале  $T < 40$  К точность стабилизации температуры была не хуже 0.01 К.

Были исследованы три случая, когда внешнее магнитное поле было направлено вдоль кристаллографических направлений *a*, *b* и *c*. В каждом из случаев исследовались две ориентации переменного магнитного поля, когда вектор  $\mathbf{B}_\omega$  располагался вдоль оставшихся кристаллографических осей, например для  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  ориентации  $\mathbf{B}_\omega \parallel \mathbf{b}$  и  $\mathbf{B}_\omega \parallel \mathbf{c}$  и т.д. (рис. 2). Здесь и далее использована система обозначений, когда ось *c* направлена вдоль цепочек  $\text{Cu}^{2+}$ , ось *b* перпендикулярна цепочкам и соответствует направлению наиболее сильного межцепочечного обмена в плоскости цепочек, а ось *a* перпендикулярна плоскости цепочек.

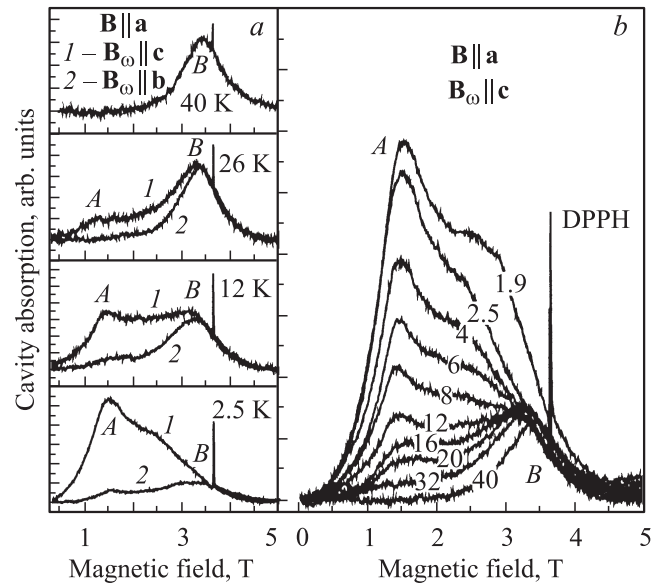
Как видно из рис. 2, схема расположения образцов  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$  и DPPH для исследования ЭПР при использовании моды  $TE_{014}$  не отличается от стандартного случая основной гармоники  $TE_{011}$  [16]. Однако, учитывая, что исследованные монокристаллы  $\text{CuGeO}_3$  имели форму тонких пластин с максимальными размерами вдоль направлений *c* и *b*, можно заключить, что наиболее сильное возмущение конфигурации электромагнитного поля в резонаторе будет иметь место в случаях  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$  и  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ . Поэтому для проведения корректных измерений в этих конфигурациях требовалось существенное уменьшение размера образца вдоль оси резонатора, что вело к одновременному уменьшению массы образцов  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$  и связанному с ними резонансного отклика. В результате исследование образцов  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$  максимальной массы было возможно только для  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ , и в этой геометрии эксперимента были проведены не только поляризационные измерения, но и исследованы температурные зависимости спектров ЭПР, в то время как для  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$  и  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$  мы были вынуждены ограничиться поляризационными измерениями при минимальной температуре.

Помимо описанных выше экспериментов для геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ , был исследован случай, когда вектор  $\mathbf{B}_\omega$  образует произвольный угол  $\theta$  с осью *c*, причем величина  $\theta$  изменялась в пределах от  $0^\circ$  ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ ) до  $90^\circ$  ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$ ). Отметим, что при измерениях угловой зависимости также возникают ограничения на размер образца, связанные с тем, что векторы  $\mathbf{B}_\omega$  в различных точках образца не являются параллельными. При этом если для поляризационных экспериментов максимальный угол между векторами  $\mathbf{B}_\omega$  на длине образца не превышал  $3\text{--}5^\circ$ , то при исследовании угловой зависимости аналогичный параметр был ограничен величиной  $1.5\text{--}2^\circ$ . Поэтому в данном случае измерения также были ограничены областью минимальных температур.

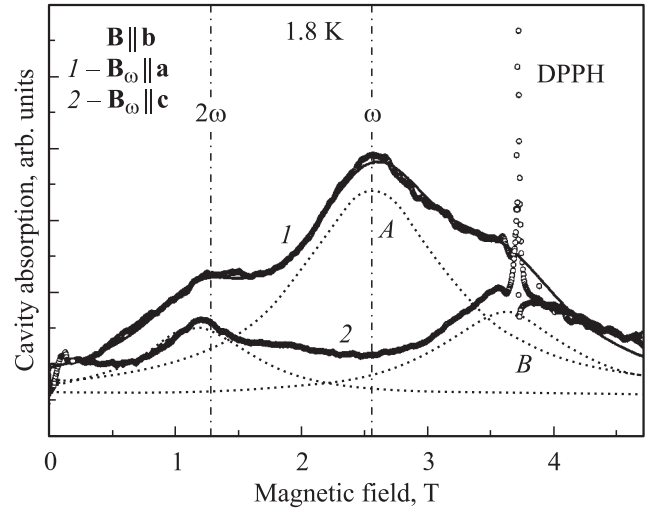
Монокристаллы  $\text{CuGeO}_3$ , содержащие 2% примеси кобальта, были идентичны исследованным ранее в [2]. Методика синтеза и контроля качества образцов описана в [17]. В настоящей работе эксперименты были проведены на 10 монокристаллах  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$ ; все исследованные образцы продемонстрировали одинаковые результаты.

### 3. Экспериментальные результаты

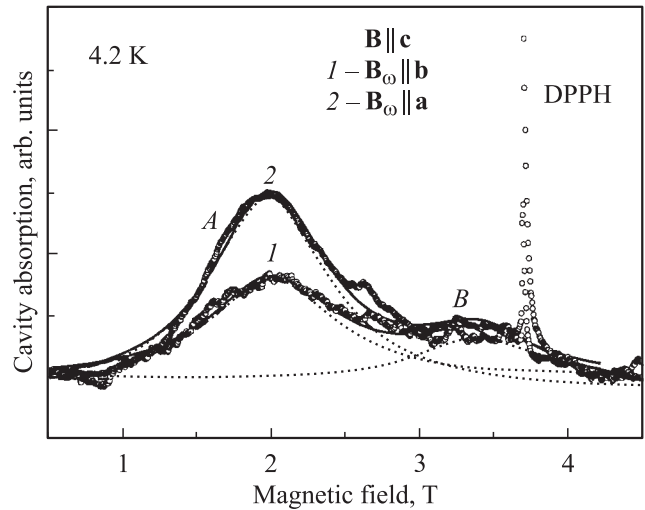
3.1. Поляризационные измерения. Измерения, выполненные для шести геометрий эксперимента, представленных на рис. 2, показывают, что резонансная мода *A* обнаруживает аномальные поляризационные характеристики. В случаях  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  (рис. 3) и  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$  (рис. 4) она может быть возбуждена только для одной ориентации вектора  $\mathbf{B}_\omega$  (активная поляризация) и отсутствует для другой (неактивная поляризация). Для  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  активной поляризации соответствует  $\mathbf{B}_\omega \parallel \mathbf{a}$ , а неактивной —  $\mathbf{B}_\omega \parallel \mathbf{b}$ , в случае  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$  активной и неактивной поляризациями будут  $\mathbf{B}_\omega \parallel \mathbf{a}$  и  $\mathbf{B}_\omega \parallel \mathbf{c}$  соответственно. В случае  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$  (рис. 5) поляризационный эффект выражен несколько слабее и для  $\mathbf{B}_\omega \parallel \mathbf{b}$  амплитуда резонанса *A* оказывается в 2 раза меньше, чем для  $\mathbf{B}_\omega \parallel \mathbf{a}$ . При этом во всех исследованных случаях резонанс на цепочках ионов  $\text{Cu}^{2+}$  (линия *B*) не обнаруживает заметной чувствительности к условиям возбуждения (рис. 3–5) в полном соответствии с теоретическими ожиданиями [6–11].



**Рис. 3.** Спектры резонансного магнитопоглощения микроволнового излучения в геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  на частоте  $\omega/2\pi \sim 100$  GHz. *a* — сравнение активной и неактивной поляризаций при различных температурах, *b* — температурная зависимость спектров в случае активной поляризации. Числа около кривых — температура (в К). *A* — аномальная мода, *B* — коллективный ЭПР на квантовых спиновых цепочках ионов  $\text{Cu}^{2+}$ . Узкая линия соответствует реперному сигналу образца DPPH.



**Рис. 4.** Спектры резонансного магнитопоглощения микроволнового излучения в геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$  на частоте  $\omega/2\pi \sim 100$  GHz. 1 — активная поляризация, 2 — неактивная поляризация. Сплошная линия представляет результат аппроксимации спектра в активной поляризации суммой трех лоренцианов (резонанс *A*, его вторая гармоника и резонанс *B*). Пунктирными линиями показаны парциальные вклады от различных резонансов. Буквенные обозначения те же, что и на рис. 3.



**Рис. 5.** Спектры резонансного магнитопоглощения микроволнового излучения в геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$  на частоте  $\omega/2\pi \sim 100$  GHz для двух поляризаций. Сплошные линии представляют результат аппроксимации спектров суммой двух лоренцианов (резонансы *A* и *B*). Пунктирными линиями показаны парциальные вклады от различных резонансов. Буквенные обозначения те же, что и на рис. 3.

Интересно, что в случае  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$  наряду с основной особенностью в спектрах наблюдается вторая гармоника резонанса *A* (рис. 4), причем ее амплитуда не зависит от направления вектора  $\mathbf{B}_\omega$  и данная спектральная особенность может возбуждаться как в активной, так и в неактивной поляризации (рис. 4).

Данные рис. 3–5 показывают, что резонансное поле  $B_{\text{res}}$  для моды  $A$  существенно зависит от кристаллографического направления. Соответствующие  $B_{\text{res}}$  значения  $g$ -фактора составляют  $g \approx 4.9$  ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ ),  $g \approx 2.9$  ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$ ) и  $g \approx 3.7$  ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ ), т.е.  $g$ -фактор моды  $A$  для различных кристаллографических осей может различаться в 1.7 раза, в то время как для ЭПР на цепочках  $\text{Cu}^{2+}$  (резонанс  $B$ )  $g$ -факторы для различных кристаллографических направлений лежат в пределах 2.06–2.26 [2,14], т.е. отличаются приблизительно на 10%.

3.2. Температурная зависимость в случае  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ . Как видно из рис. 3, в случае активной поляризации аномальная мода  $A$  наблюдается в спектрах резонансного магнитопоглощения при  $T < 30$  К, причем уменьшение температуры индуцирует сильный рост амплитуды этой спектральной особенности. Уже при  $T = 12$  К резонанс  $A$  имеет ту же амплитуду, что и коллективный ЭПР на квантовых спиновых цепочках ионов  $\text{Cu}^{2+}$ , а дальнейшее понижение температуры делает линию  $A$  доминирующей, и ее амплитуда существенно превышает амплитуду резонанса  $B$  при  $T < 2$  К.

Сравнение активной и неактивной поляризации при различных температурах (рис. 3, а) показывает, что подавление резонанса  $A$  в случае  $\mathbf{B}_\omega \parallel \mathbf{b}$  происходит во всем исследованном температурном диапазоне. При этом слабые следы данной моды, наблюдающиеся при наиболее низких температурах, естественно связать с рассмотренной выше непараллельностью векторов  $\mathbf{B}_\omega$  на длине образца и обусловленной этим небольшой проекцией  $\mathbf{B}_\omega$  на активное направление  $\mathbf{c}$  (см. раздел 2).

Необходимо отметить, что доминирующий характер резонанса  $A$  при низких температурах отчетливо проявляется как в случае  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$  (рис. 4), так и при  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$  (рис. 5).

3.3. Угловая зависимость в случае  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ . Для проверки предположения, что для возбуждения

моды  $A$  существенная проекция вектора  $\mathbf{B}_\omega$  на некоторое выделенное кристаллографическое направление, в случае  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  были выполнены измерения угловой зависимости спектров резонансного поглощения. Изменение ориентации  $\mathbf{B}_\omega$  достигалось путем поворота образца в резонаторе. Поскольку поглощенная мощность в резонаторе пропорциональна  $|\mathbf{B}_\omega|^2$ , то исходя из результатов, описанных в подразделе 3.1, следует ожидать изменения амплитуды резонанса  $A$  по закону  $\cos^2 \theta$ , где  $\theta$  — угол между  $\mathbf{B}_\omega$  и осью  $\mathbf{c}$ .

Экспериментальные спектры для различных значений  $\theta$  приведены на рис. 6. Как видно из вставки к рис. 6, полученная таким образом угловая зависимость амплитуды для моды  $A$  хорошо согласуется с ожидаемым косинусоидальным законом.

## 4. Анализ спектров в случае $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$

4.1. Анализ формы линий для различных спектральных компонент. Предыдущие исследования [1,2], выполненные в частотном диапазоне  $\omega/2\pi > 300$  GHz, в котором перекрытие линий  $A$  и  $B$  отсутствует, показали, что линия  $B$  (ЭПР на цепочках  $\text{Cu}^{2+}$ ) имеет лоренцовскую форму в полном соответствии с теоретическими предсказаниями [6,7] для одномерной квантовой спиновой цепочки. В то же время в рассматриваемых экспериментах условия возбуждения резонанса  $A$  не были оптимизированы, что не позволило надежно определить форму линии для этой спектральной особенности. В связи с этим аппроксимация спектров (см. далее) проводилась для различных модельных видов линии  $A$ : гауссовского, лоренцовского и фойгтовского. Было установлено, что наилучшее описание экспериментальных данных достигалось для лоренцовской формы резонанса  $A$ , поэтому далее приведем результаты, относящиеся к этому случаю.

Несмотря на то что высокочастотные эксперименты не выявили каких либо особенностей кроме резонансов  $A$  и  $B$ , оказалось, что для геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  и  $\omega/2\pi \sim 100$  GHz (рис. 3), когда имеет место существенное перекрытие линий, указанных спектральных компонент оказывается для количественного описания формы линии поглощения. Это утверждение иллюстрирует рис. 7, где показано, как с помощью двух лоренцианов аппроксимировались соответственно области магнитного поля, меньшие резонансного поля для линии  $A$  и большие резонансного поля для линии  $B$  (сплошные линии на рис. 7). После этого из экспериментального спектра (кривая 1 на рис. 7) во всем диапазоне магнитного поля вычиталась модельная кривая). Найденная форма разностной кривой (кривая 2 на рис. 7) позволяет предположить, что наиболее адекватное описание спектра в случае  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  будет достигаться при выборе модельной функции в виде суперпозиции трех резонансов:  $A$ ,  $B$  и некоторого резонанса  $C$ .

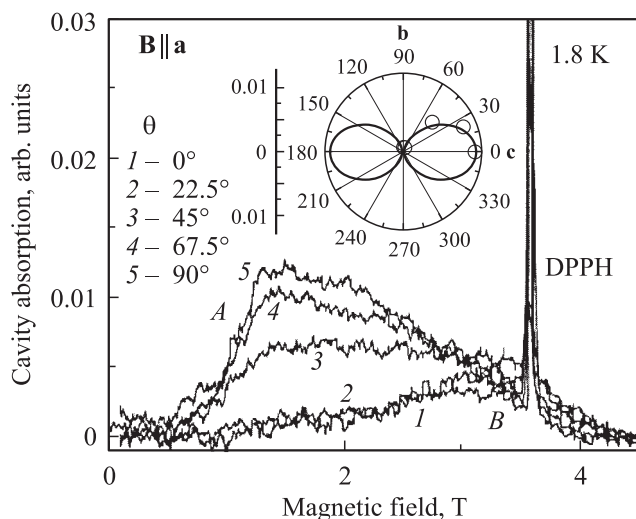
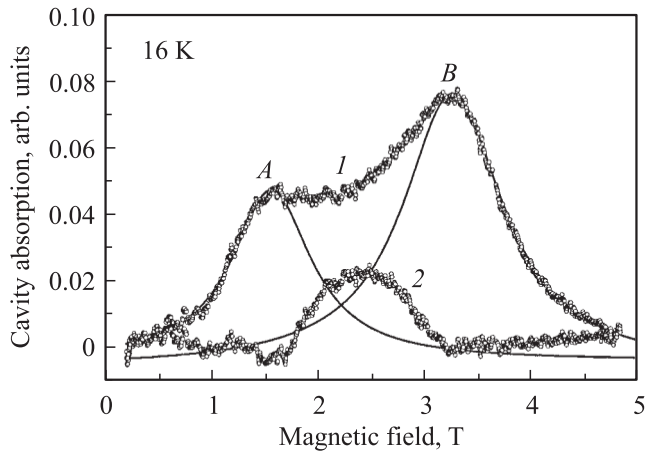
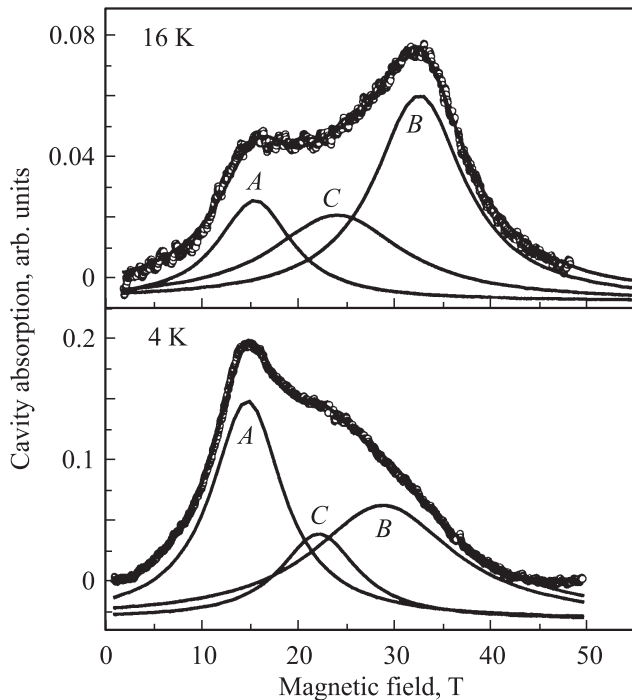


Рис. 6. Эксперимент с вращением вектора  $\mathbf{B}_\omega$  в плоскости  $\mathbf{bc}$  для геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ . Сплошная линия на вставке соответствует косинусоидальному закону (см. текст).



**Рис. 7.** Пример аппроксимации экспериментальных спектров суммой двух лоренцианов для геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  в активной поляризации. 1 — экспериментальные данные, 2 — разность между модельным спектром и экспериментальными данными. Сплошными линиями показаны парциальные вклады для резонансов A и B.



**Рис. 8.** Аппроксимация экспериментальных спектров суммой трех лоренцианов для геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  в активной поляризации. Точки — эксперимент, сплошная линия — модельный расчет. Приведены парциальные вклады, отвечающие резонансам A, B и C.

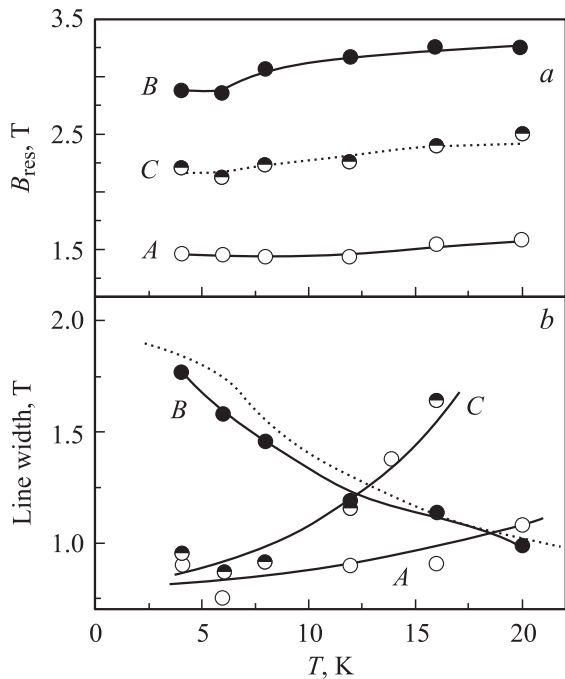
Для выбора формы линии резонанса C нами проводился анализ, аналогичный случаю резонанса A. Оказалось, что наиболее удачной оказывается вариант, когда экспериментальная кривая резонансного магнитопоглощения микроволнового излучения у  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$  в геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  представляется суммой трех лоренци-

анов (рис. 8). Интересно, что для  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$  при описании спектра дополнительный резонанс вводить не требуется, и хорошая точность аппроксимации достигается для модельной функции в виде суммы двух лоренцианов, отвечающих перекрывающимся линиям A и B (рис. 5). В случае  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$  для описания второй гармоники также приходится вводить дополнительный резонанс, однако в отличие от геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  его влияние практически не сказывается на области перекрытия спектральных компонент A и B (рис. 4). Таким образом, возбуждение резонанса C характерно: 1) для ориентации внешнего магнитного поля вдоль кристаллографической оси  $\mathbf{a}$ ; 2) для случая, когда резонансы A и B существенно перекрываются.

Аппроксимация экспериментальных данных (рис. 3) суммой трех лоренцианов позволила определить полный набор параметров, включающий резонансное поле  $B_{\text{res}}$ , ширину линии  $w$  и интегральную интенсивность  $I$  для всех исследованных температур. При этом для  $T > 4 \text{ K}$  погрешность в определении  $B_{\text{res}}$  и  $w$  не превышала 2%, а погрешность определения  $I$  была не менее 4%. В то же время в интервале  $T < 4 \text{ K}$ , в котором амплитуда резонанса A превышает амплитуду резонанса B более чем в 2 раза (рис. 3 и 8), погрешность в определении  $B_{\text{res}}$ ,  $w$  и  $I$  для различных мод существенно увеличивалась и достигала 10–20%. Этот эффект был связан с тем, что в указанной области температур с математической точки зрения вклад от резонансов B и C может рассматриваться как „поправка“ к доминирующему в спектрах резонансу A. Вследствие этого при оптимизации параметров резонансов методом Левенберга–Маркуардта возникает зависимость между характеристиками резонансов B и C, и в результате формально корректное разделение вкладов оказывается возможным только при дополнительных предположениях о величине какого-либо параметра (например,  $B_{\text{res}}$ ) для мод B и C. В связи с этим далее подробно рассмотрим температурные зависимости  $B_{\text{res}}(T)$ ,  $w(T)$  и  $I(T)$  для резонансов A, B и C при  $T > 4 \text{ K}$ .

Отметим также, что аналогичное разделение на спектральные компоненты данных рис. 6 показало, что ширина линии для резонанса A в пределах точности эксперимента не зависит от угла поворота  $\theta$  и угловые зависимости амплитуды и интегральной интенсивности для аномального магнитного резонанса совпадают.

4.2. Температурные зависимости параметров резонансов. Рассмотрим вначале экспериментальные данные по резонансным полям (рис. 9, a). В соответствии с результатами, полученными ранее [2], величина  $B_{\text{res}}(B)$  для резонанса B убывает при понижении температуры. Аналогичная температурная зависимость  $B_{\text{res}}(A)$  наблюдается и для резонанса A. Обращает на себя внимание, что резонансное поле  $B_{\text{res}}(C)$  для моды C удовлетворяет условию  $B_{\text{res}}(C) = [B_{\text{res}}(A) + B_{\text{res}}(B)]/2$  (пунктир на рис. 9, a), что указывает на комбинационную природу этой особенности в спектрах резонансного



**Рис. 9.** Температурные зависимости параметров резонансов для геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  в активной поляризации.  $a$  — резонансные поля (пунктирная линия, аппроксимирующая поле резонанса  $C$ , соответствует полусумме резонансных полей для мод  $A$  и  $B$ );  $b$  — ширины линий (пунктиром показана температурная зависимость ширины линии резонанса  $B$  в случае неактивной поляризации).

магнитопоглощения микроволнового излучения. В результате частоты магнитных колебаний для мод  $A$ ,  $B$  и  $C$  оказываются связанными соотношением

$$\omega_A + \omega_B = 2\omega_C, \quad (1)$$

показывающим, что в условиях перекрытия линий, по-видимому, возникает взаимодействие мод  $A$  и  $B$ , следствием которого является появление нового колебания с частотой  $\omega_C$ . При этом, как и следовало ожидать, для неактивной поляризации, в которой мода  $A$  не возбуждается, происходит одновременное подавление моды  $C$  (рис. 3).

На связь магнитных колебаний  $A$  и  $C$  указывает также температурная зависимость ширины линии. Из рис. 9,  $b$  видно, что ширины линий  $A$  и  $C$  убывают при понижении температуры, в то время как ширина резонанса  $B$  при низких температурах увеличивается. Отметим, что сравнение данных  $w(T)$  для неактивной поляризации (пунктир на рис. 9,  $b$ ) с результатами подгонки суммой лоренцианов для активной поляризации, показывает что в обоих случаях ширина резонанса  $A$  при всех исследованных температурах практически совпадает. Такое согласие может рассматриваться в качестве дополнительного аргумента, свидетельствующего в пользу корректности разделения различных спектральных вкладов в геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ .

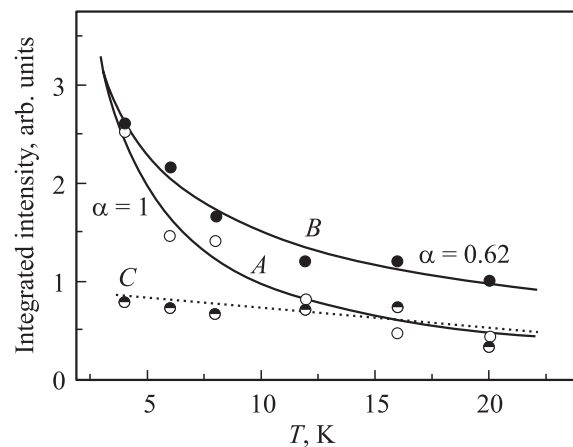
Температурные зависимости  $w(T)$  для резонансов  $A$  и  $B$ , аналогичные полученным в настоящей работе, ранее наблюдались в [2] для частоты  $\omega/2\pi = 315$  GHz. При этом аномальный низкотемпературный рост ширины линии для коллективного ЭПР на спиновых цепочках  $\text{Cu}^{2+}$  (резонанс  $B$ ) можно связать с влиянием замороженного поля [2,6,7], в то время как ширина линии  $A$  убывает при понижении температуры в соответствии с классической теорией спиновой релаксации [2,18]. Однако, абсолютные значения  $w(T)$ , найденные в настоящей работе, несколько отличаются от данных, полученных в [2], что можно объяснить как частотными зависимостями ширины линий, так и эффектами взаимодействия мод на частоте  $\omega/2\pi \sim 100$  GHz.

При описании данных интегральной интенсивности  $I(T)$  необходимо принять во внимание, что примесь кобальта в купрате германия подавляет дальний магнитный порядок спин-пайерлсовского и неелевского типа и индуцирует переход магнитной подсистемы цепочек  $\text{Cu}^{2+}$  при  $T < 30$  K в квантовый критический режим [1,2]. Для ЭПР-подобных мод интегральная интенсивность пропорциональна статической магнитной восприимчивости [12,18] и в квантовой критической области изменяется по степенному закону [1,2,19]

$$I(T) \sim \frac{1}{T^\alpha}, \quad (2)$$

в котором показатель степени удовлетворяет условию  $\alpha < 1$ .

Анализ экспериментальных данных рис. 3, представленный на рис. 10, показывает, что интегральная интенсивность для ЭПР на цепочках  $\text{Cu}^{2+}$  описывается формулой (2) с индексом  $\alpha = 0.62 \pm 0.05$ , сильно отличающейся как от закона Боннера–Фишера, описывающего восприимчивость однородных спиновых цепочек [20], так и от закона Кюри ( $\alpha = 1$ ), справедливого для квазиодномерных цепочек с дефектами [21]. Отметим,



**Рис. 10.** Температурные зависимости интегральных интенсивностей для резонансов  $A$ ,  $B$  и  $C$  для геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  в активной поляризации. Сплошные линии — аппроксимация данных степенной зависимостью (2).

что найденное в настоящей работе значение показателя степени  $\alpha$  в квантовой критической области оказывается меньше величины  $\alpha = 0.8-0.9$ , определенной в [1,2] для  $\omega/2\pi = 315$  GHz, что указывает на возможную частотную зависимость этого параметра в формуле (2). Впервые изменение  $\alpha$  с частотой в квантовом критическом режиме наблюдалось у образцов  $\text{CuGeO}_3$ , содержащих примесь железа, и связывалось с динамическими свойствами спиновых кластеров, образующих фазу Гриффитса [4]. Однако у  $\text{CuGeO}_3:\text{Fe}$  критический индекс уменьшался с частотой [4], в то время как у  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$  имеет место противоположная тенденция. Поэтому для окончательного выяснения природы изменения квантового критического поведения с частотой требуется проведение дополнительных исследований.

В случае резонанса *A* температурная зависимость интегральной интенсивности описывается формулой (2) с  $\alpha = 1$  (рис. 10). Этот результат согласуется с полученным ранее в [2], где использовалось описание данных  $I(T)$  для данной спектральной особенности с помощью закона Кюри–Вейсса с малой характерной АФ-температурой. При этом следование закону Кюри рассматривалось в [2] как один из аргументов в пользу объяснения резонанса *A* ЭПР на ионах  $\text{Co}^{2+}$  в матрице  $\text{CuGeO}_3$ .

Для резонанса *C* характерен рост интегральной интенсивности в 2.4 раза при уменьшении температуры от 20 до 4 К (рис. 10). Аналогичные амплитуды изменения для резонансов *A* и *B* составляют соответственно 5.7 и 2.5. Таким образом, с точки зрения анализа температурной зависимости интегральной интенсивности резонанс *C* демонстрирует сходство с резонансом *B*, в то время как ширина этой спектральной особенности изменяется с температурой подобно  $w(T)$  для резонанса *A* (рис. 9). Такое необычное поведение, по-видимому, отражает комбинационную природу линии *C*, возникающей в спектрах для геометрии  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{a}$ .

## 5. Обсуждение результатов

5.1. Характер магнитных колебаний в моде *A*. В теории магнитного резонанса для описания характера магнитных колебаний, как правило используется квазиклассический подход [12], который оказывается эффективным даже в таком существенно квантовом случае как АФМР. Применительно к квантовым спиновым цепочкам применимость квазиклассического описания была продемонстрирована в [2,22] на примере купрата германия, содержащего магнитные примеси. Как уже отмечалось выше, в „нулевом приближении“ спиновый гамильтониан цепочки, содержащий только обменный и зеемановский члены, коммутирует с полными операторами спина и его *z*-проекции, и физическая картина ЭПР на цепочке аналогична случаю изолированного иона. Поэтому квазиклассический подход позволяет удовлетворительно описывать температурные и полевые

зависимости интегральной интенсивности [2,22], в то время как для объяснения температурных зависимостей ширины линии и *g*-фактора необходимо привлекать существенно квантовые представления о спиновой релаксации в коллективе сильно взаимодействующих магнитных ионов [6,7,13]. Кроме того, квазиклассическое описание весьма удобно и наглядно иллюстрирует правила отбора по направлению вектора  $\mathbf{V}_\omega$  как в простейшем случае ЭПР, так и для более сложных магнитных колебаний, характерных для АФМР [12].

Исходя из сказанного выше будем описывать аномальные поляризационные характеристики резонанса *A* в квазиклассическом приближении. Тогда намагниченность в некотором фиксированном магнитном поле  $\mathbf{V}$  принимает вид

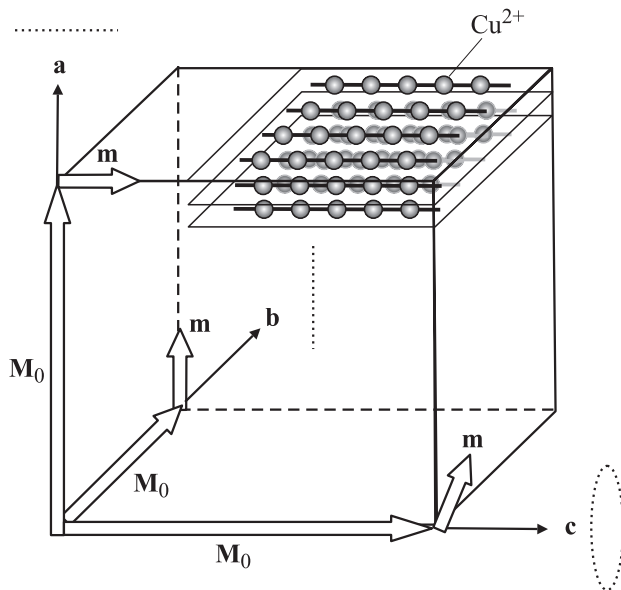
$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{M}_0$  обозначает равновесное значение, соответствующее магнитной структуре в поле  $\mathbf{V}$ , а  $\mathbf{m}$  — осциллирующую часть [12]. Поскольку магнитные резонансы отвечают возбуждению тех или иных собственных колебаний намагниченности, описываемых вектором  $\mathbf{m}$ , для возбуждения некоторой моды необходимо, чтобы вектор  $\mathbf{V}_\omega$  имел ненулевую проекцию на какую-либо из компонент  $\mathbf{m}$  [12]; иными словами, для скалярного произведения  $\mathbf{V}_\omega$  и  $\mathbf{m}$  должно выполняться условие  $(\mathbf{V}_\omega, \mathbf{m}) \neq 0$ .

Рассмотрим в качестве примера собственное колебание, соответствующее прецессии вектора  $\mathbf{M}$  вокруг направления магнитного поля  $\mathbf{V}$ . В геометрии  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{a}$  для такого колебания обе проекции вектора  $\mathbf{m}$  на оси  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{c}$  отличны от нуля и  $\mathbf{m} = (0, m_b, m_c)$ . Поэтому любое расположение вектора  $\mathbf{V}_\omega$  в плоскости  $\mathbf{bc}$  возбуждает прецессию, а слабая зависимость амплитуды резонанса от направления  $\mathbf{V}_\omega$  отвечает случаю  $m_b \approx m_c$ , и траектория, описываемая концом вектора  $\mathbf{M}$ , представляет собой окружность в плоскости  $\mathbf{bc}$ . Очевидно, что такое описание полностью соответствует случаю ЭПР на цепочках  $\text{Cu}^{2+}$  (мода *B*, рис. 3, 6). Те же рассуждения для резонанса *B* могут быть распространены на геометрии  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{b}$  и  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{c}$  (рис. 4, 5).

Применим теперь описанный выше анализ к резонансу *A*. Данные рис. 3 показывают, что для  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{a}$  осциллирующий вклад в намагниченность должен принимать вид  $\mathbf{m} = (0, 0, m_c)$ , для которого активной поляризацией будет  $\mathbf{V}_\omega \parallel \mathbf{c}$ , неактивной —  $\mathbf{V}_\omega \parallel \mathbf{b}$ , а угловая зависимость описывается косинусоидальным законом (рис. 6). Поэтому в рассматриваемом случае конец вектора  $\mathbf{M}$  должен двигаться вдоль прямой, параллельной оси  $\mathbf{c}$ . Аналогичное рассмотрение дает  $\mathbf{m} = (m_a, 0, 0)$  в геометрии  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{b}$ ; линейное колебание  $\mathbf{M}$  должно происходить вдоль кристаллографического направления  $\mathbf{a}$  (рис. 4). В случае  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{c}$  мода *A* может возбуждаться в обеих поляризациях (рис. 5) и, следовательно,  $\mathbf{m} = (m_a, m_b, 0)$ . Однако, уменьшение амплитуды резонанса для  $\mathbf{V}_\omega \parallel \mathbf{b}$  (рис. 5) требует выполнения условия  $m_a \approx 2m_b$ . В результате для  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{c}$  траектория конца вектора  $\mathbf{M}$  будет





**Рис. 11.** Схема возможных магнитных колебаний в собственных модах, обуславливающих аномальные поляризационные эффекты в  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$ , для трех различных случаев ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{a}$ ,  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{b}$  и  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{c}$ ). Осциллирующий вклад  $\mathbf{m}$  изменяется во времени по гармоническому закону в случаях  $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{a}$  и  $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{b}$ . Для  $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{c}$  вектор  $\mathbf{m}$  вращается вокруг оси  $\mathbf{c}$ . Траектории конца вектора  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$  в различных случаях обозначены пунктирными линиями.

представлять собой эллипс, вытянутый вдоль оси  $\mathbf{a}$ . Сделанные предположения о характере магнитных колебаний для резонанса  $A$  суммированы на рис. 11.

Таким образом, квазиклассический анализ магнитных колебаний у  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$  показывает, что для объяснения аномальных поляризационных характеристик резонанса  $A$  следует предполагать существенное отличие характера магнитных колебаний в этой моде от стандартной спиновой прецессии. Отметим, что квазилинейные или эллиптические колебания, ожидаемые для моды  $A$  (рис. 11), ранее в физике магнитного резонанса не наблюдались. Подчеркнем, что известное на сегодняшний день описание магнитных резонансов (включающее ЭПР, АФМР и ферромагнитный резонанс) существенным образом основано на квазиклассической прецессии вектора (или нескольких взаимодействующих векторов) намагниченности во внешнем поле [12] и что современная теория, основанная на уравнении Ландау–Лифшица [12], по-видимому, не позволяет количественно описать обнаруженный нами у  $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$  магнитооптический эффект.

**5.2. Коллективная природа магнитного резонанса  $A$ .** Выполненный анализ экспериментальных данных не позволяет интерпретировать резонанс  $A$  в терминах задачи об изолированном спине. В то же время особенности физических характеристик данной моды нельзя объяснить в рамках представлений о коллективном ЭПР, АФМР или иных известных к настоящему

времени коллективных возбуждениях квантовой спиновой цепочки. Против ЭПР-подобной интерпретации свидетельствует аномальный поляризационный эффект. Неприменимость описания резонанса  $A$  с помощью АФМР была установлена в [2] и, очевидно, следует из линейного дисперсионного соотношения  $\omega \sim V$  для данной моды и ее наблюдения при температурах, превышающих гелиевую. Этот же аргумент свидетельствует и против использования интерпретации, основанной на дыхательной моде [6,7]; кроме того, это магнитное возбуждение возникает в условиях подавления коллективного ЭПР на квантовых АФ спиновых ( $S = 1/2$ ) цепочках, в то время как резонанс  $A$  сосуществует с резонансом  $B$  в широкой области температур (рис. 3).

Тем не менее предполагаем, что аномальный резонанс  $A$  имеет коллективную природу. В качестве первого аргумента, свидетельствующего в пользу данного утверждения, можно выделить амплитуду этой спектральной особенности (рис. 3–6). Принимая во внимание, что в исследованных образцах лишь 2% ионов  $\text{Cu}^{2+}$  замещены ионами  $\text{Co}^{2+}$  и спин-пайерлсовского перехода, затрагивающего амплитуду резонанса  $B$ , не происходит, трудно ожидать, что какая-либо примесная мода будет иметь амплитуду, значительно превосходящую при низких температурах амплитуду резонанса на цепочках  $\text{Cu}^{2+}$ . Поэтому естественно допустить, что наблюдаемый резонанс представляет собой коллективную моду магнитных колебаний квазиодномерной цепочки  $\text{Cu}^{2+}$ , свойства которой модифицируются в результате легирования примесью кобальта.

В качестве другого существенного аргумента выступает обнаруженная нами аномальная поляризационная зависимость. Действительно, такое поведение невозможно для изолированного спина (как и для квантовой спиновой цепочки с изотропным гамильтонианом). В присутствии анизотропных членов в спиновом гамильтониане цепочки его коммутация с оператором спина нарушается и, следовательно, могут оказаться возможными моды, отличные от стандартной спиновой прецессии. Необходимо отметить, что экспериментальные данные рис. 3–6 указывают на выделенный характер кристаллографической оси  $\mathbf{b}$ . Для  $\mathbf{B}_\omega \parallel \mathbf{b}$  резонанс  $A$  оказывается или полностью подавленным ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$ ), или его амплитуда существенно уменьшается ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ ); кроме того, в случае  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$  возникает вторая гармоника резонанса  $A$  (рис. 4). Выполненные ранее исследования показали, что легирование  $\text{CuGeO}_3$  приводит к появлению в образцах замороженного поля, направленного преимущественно вдоль оси  $\mathbf{b}$  [13,14]. Известно, что замороженное поле является анизотропным членом в гамильтониане цепочки, играющим существенную роль в описании ЭПР [6,7]. Очевидно, что магнитный резонанс, обусловленный замороженным полем, будет иметь коллективную природу, однако вопрос о том, достаточно ли данного типа анизотропии для объяснения наблюдаемых резонансных особенностей, остается открытым и требует проведения отдельного теоретического исследования.

Более того, вопрос об анизотропных членах в гамилтониане, необходимых для описания данного явления, может оказаться более сложным. Из данных раздела 4.2 следует, что другим выделенным направлением оказывается ось  $\mathbf{a}$ , поскольку в геометрии  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$  возникает комбинационный резонанс  $C$ . Вместе с тем возникновение этой спектральной особенности, иллюстрирующей эффект взаимодействия резонансов  $A$  и  $B$ , один из которых имеет заведомо коллективный характер (резонанс  $B$ ), по-видимому, может рассматриваться в качестве дополнительного довода, указывающего на коллективную природу резонанса  $A$ . Действительно, взаимодействие будет более вероятным для однотипных мод, однако этот аргумент носит косвенный характер.

## 6. Заключение

В настоящей работе мы показали, что легирование  $\text{CuGeO}_3$  примесью  $\text{Co}$  приводит к появлению новой моды магнитного резонанса, сосуществующей с коллективным ЭПР на квантовых спиновых цепочках ионов  $\text{Cu}^{2+}$  и обладающей аномальными, не известными ранее поляризационными характеристиками. Наблюдаемые явления можно объяснить тем, что характер магнитных колебаний в данной моде существенно отличается от спиновой прецессии и приобретает вид квазилинейных или эллиптических колебаний вектора намагниченности. Новые магнитооптические эффекты, вероятно, являются следствием коллективной природы данного резонанса, представляющего собой, по-видимому, специфическое возбуждение легированной квантовой спиновой цепочки. Анализ экспериментальных данных показывает, что в настоящее время неизвестна теоретическая модель, пригодная для описания наблюдаемых явлений, и ее разработка является актуальной задачей будущих исследований.

Авторы выражают признательность профессору М. Oshikawa за полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] S.V. Demishev, Y. Inagaki, M.M. Markina, H. Ohta, S. Okubo, Y. Oshima, A.A. Pronin, N.E. Sluchanko, N.A. Samarin, V.V. Glushkov. *Physica B* **329–333**, 715 (2003).
- [2] С.В. Демишев, А.В. Семенов, Н.Е. Случанко, Н.А. Самарин, А.П. Пронин, Ю. Инагаки, С. Окубо, Х. Ота, Ю. Ошима, Л.И. Леонюк. *ФТТ* **46**, 2164 (2004).
- [3] V.N. Glazkov, A.I. Smirnov, O.A. Petrenko, D. McK Paul, A.G. Vetkin, R.M. Eremina. *J. Phys.: Cond. Mater* **10**, 7879 (1998).
- [4] S.V. Demishev, A.V. Semeno, N.E. Sluchanko, N.A. Samarin, A.A. Pronin, V.V. Glushkov, H. Ohta, S. Okubo, M. Kimata, K. Koyama, M. Motokawa, A.V. Kuznetsov. *Physica B* **359–361**, 1315 (2005).
- [5] A.V. Semeno, N.E. Sluchanko, N.A. Samarin, A.A. Pronin, H. Ohta, S. Okubo, S.V. Demishev. *Physica B* **378–380**, 115 (2006).
- [6] M. Oshikawa, I. Affleck. *Phys. Rev. Lett.* **25**, 5136 (1999).
- [7] M. Oshikawa, I. Affleck. *Phys. Rev. B* **65**, 134410 (2002).
- [8] S. Miyashita, T. Yoshino, A. Ogasahara. *J. Phys. Soc. Jpn.* **68**, 655 (1999).
- [9] Y. Natsume, F. Sasagawa, M. Toyoda, I. Yamada. *J. Phys. Soc. Jpn.* **48**, 50 (1980).
- [10] I. Yamada, Y. Natsume. *J. Phys. Soc. Jpn.* **48**, 58 (1980).
- [11] Y. Natsume, F. Noda, F. Sasagawa, H. Kanzawa. *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 1427 (1983).
- [12] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны. Физматлит, М.* (1994). С. 77–90.
- [13] S.V. Demishev, Y. Inagaki, H. Ohta, S. Okuba, Y. Oshima, A.A. Pronin, N.A. Samarin, A.V. Semeno, N.E. Sluchanko. *Europhys. Lett.* **63**, 446 (2003).
- [14] S.V. Demishev, A.V. Semeno, A.A. Pronin, N.E. Sluchanko, N.A. Samarin, H. Ohta, S. Okubo, M. Kimata, K. Koyama, M. Motokawa. *Progr. Theor. Phys. Suppl.* **159**, 387 (2005).
- [15] М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. *Теория волн. Наука, М.* (1990). С. 222.
- [16] S. Donovan, O. Klein, M. Dressel, K. Holzer, G. Grüner. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **14**, 2459 (1993).
- [17] S.V. Demishev, L. Weckhuysen, J. Vanacken, L. Trappeniers, F. Herlach, Y. Bruynseraede, V.V. Moshchalkov, A.A. Pronin, N.E. Sluchanko, N.A. Samarin, J. Meersschaut, L.I. Leonyuk. *Phys. Rev. B* **58**, 6321 (1998).
- [18] А. Абрагам, Б. Блини. *Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Мир, М.* (1972). Т. 1. С. 602.
- [19] С.В. Демишев, Р.В. Бунтинг, Л.И. Леонюк, Е.Д. Образцова, А.А. Пронин, Н.Е. Случанко, Н.А. Самарин, С.В. Терехов. *Письма в ЖЭТФ* **73**, 36 (2001).
- [20] J.C. Bonner, M.E. Fisher. *Phys. Rev.* **135**, A640 (1964).
- [21] Л.Н. Булаевский. *ФТТ* **11**, 1132 (1969).
- [22] S.V. Demishev, R.V. Bunting, H. Ohta, S. Okubo, Y. Oshima, N.E. Sluchanko. In: *EPR in 21st Century / Eds A. Kawamori, J. Yamauchi, H. Ohta. Elsevier Science B.V.* (2002). P. 741.