

УДК 537.611.45

© 1992

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ОБРАЗЦА НА АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ПРИ ОПРОКИДЫВАНИИ МАГНИТНЫХ ПОДРЕШЕТОК

А. В. Олейник, П. И. Поляков, В. А. Попов

Проведено экспериментальное и теоретическое изучение АФМР в области магнитного фазового перехода типа «опрокидывание подрешеток» в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Эксперимент проводился на избранных частотах в интервале 0.6—5.7 ГГц при $T = 2$ К в магнитном поле H , параллельном легкой оси антиферромагнетика в образцах в виде *ac*- и *bc*-пластинок.

Открытие резонансного поглощения высокочастотного (ВЧ) в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ [1, 2] положило начало изучению нового явления — антиферромагнитного резонанса (АФМР) — однородных по объему тела колебаний (прецессий) магнитных моментов атомов, происходящих возле своих положений равновесия на определенных частотах, собственных для тела, частотах. Характерно, что эти однородные по объему тела магнитные колебания являются однородными возбуждениями однородного же по объему магнитного состояния тела — однородной магнитной фазы.

Каждая однородная магнитная фаза характеризуется только ей свойственными модами АФМР. Изменение магнитной фазы при изменении внешнего магнитного поля, давления, температуры и т. п. сопровождается соответствующим изменением АФМР-мод. Поэтому изучение АФМР-мод как функций внешних параметров и температуры позволяет не только получать информацию о наличии или отсутствии магнитного фазового перехода (ФП), но и судить о характере ФП [3].

Если АФМР осуществляется в теле конечных размеров, то определяющие его однородные статическое и динамическое магнитные состояния могут быть охарактеризованы в теле эллипсоидальной формы с помощью размагничивающих коэффициентов, учитываемых в этом случае перенормировкой параметров термодинамического потенциала бесконечного АФМ-тела.

Хорошо известный магнитный ФП из антиферромагнитной III -фазы в опрокинутую $I\perp$ -фазу в магнитном поле H , параллельном легкой оси (ЛО) антиферромагнетика (АФМ), сопровождается опрокидыванием магнитных подрешеток (ОП-фазовый переход или сокращенно ОПФП) с намагничиваниями M_1, M_2 ($|M_1| = |M_2| = M_0 = \text{const}$). В $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ этот ОПФП происходит в магнитном поле H , параллельном оси a кристалла, как ФП первого рода (ФП1) в некотором поле $H = H_n$ (H_n — поле ФП1) и сопровождается характерным измерением АФМР-мод, участвующих в ФП однородных III -, $I\perp$ -фаз [4]. В поле $H = H_n$ зависимости частот АФМР от магнитного поля испытывают характерные разрывы (скачки), называемые иногда частотными щелями.

Как установлено в работе [5], в АФМ-теле конечных размеров ОПФП первого рода (ОПФП1) осуществляется не непосредственно между III - и $I\perp$ -фазами, а через неоднородное промежуточное между III - и $I\perp$ -фазами состояние (НПС), энергетически более выгодное, чем они, в узком интервале магнитного поля

$H_{\parallel} \equiv H_{\parallel} \leq H \leq H_{\perp}$. В этом НПС тело разбивается на чередующиеся области, занятые соответственно \parallel - и \perp -фазами.

В работе [6] теоретически было показано, что в неоднородном магнитном состоянии, которым является НПС, возможно возникновение новых мод однородного АФМР, характеризующихся сильной зависимостью резонансных частот от внешнего магнитного поля. В этой же работе в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ экспериментально на низких частотах $0.65 \text{ ГГц} \leq \nu \leq 5.2 \text{ ГГц}$ были обнаружены линии резонансного поглощения, существующего в очень узком интервале магнитного поля $H > H_{\parallel}$, зависимость положения которых $\nu_{\text{рез}}(H)$ от магнитного поля согласовываясь с выводами теории нового типа однородного АФМР. Поэтому было сделано заключение [6, 7], что обнаруженное $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ резонансное поглощение тождественно однородному АФМР в НПС. В связи с этим резонансное поглощение на частоте $\nu \approx 32 \text{ ГГц}$ [8], наблюдавшееся в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ранее, должно было интерпретироваться как однородный АФМР на второй (верхней) моде АФМР в НПС.

Малая интенсивность линий поглощения нового типа однородного АФМР, жесткие требования по ориентации магнитного поля, ширина линий АФМР, сравнимая с шириной интервала реализации НПС по магнитному полю, привели к тому, что до сих пор не было проведено надежных повторных экспериментов, подтверждающих экспериментальные результаты работы [6], а поэтому и существование у АФМ, находящегося в НПС, предсказываемых теорией мод однородного АФМР. Более того, в работе [9] было явно высказано сомнение в существовании однородного АФМР в НПС.

Эти обстоятельства, особенно последнее из них, побудили авторов настоящей работы вновь исследовать поглощение ВЧ-поля в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ в области ОПФП, используя при этом современную, более надежную информацию об этом ФП в условиях, облегчающих наблюдение интересующего нас эффекта.

Методика эксперимента

Измерения проводились на радиоспектроскопе дециметрового диапазона с коаксиальным резонатором проходного типа [6] с внутренней спиралью бегущей волны в диапазоне частот $\nu = 0.6 \div 5.7 \text{ ГГц}$ при температуре $T \sim 2 \text{ К}$.

Угол между внешними H и высокочастотными h полями составлял 90° . Ось резонатора в криостате располагалась вертикально, а вектор поля H находился в горизонтальной плоскости и при вращении магнита перемещался в ней, что позволяло выходить на ось или плоскость симметрии диаграммы с точностью до 0.2° . Для исследования зависимости полей АФМР при произвольном направлении внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей образца резонатор имел поворотное устройство, позволяющее мнить наклон образца в вертикальной плоскости от 0 до 180° с точностью $\pm 15'$.

Исследования проводились на образцах монокристаллов $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ в форме диска. При проведении экспериментов плоскость диска образца была перпендикулярна плоскости вращения магнитного поля. Плоскость диска образца с точностью до 2° была параллельна либо плоскости кристалла bc (образцы № 1 и 2), либо плоскости кристалла ac (образец № 3).

Сигнал АФМР регистрировался с помощью записи его производной на самписце. Внешнее магнитное поле модулировалось переменным магнитным полем с частотой 30 Гц . Величина магнитного поля $H_{\text{рез}}$ соответствует положению максимума поглощения ВЧ-поля.

Теоретическое обоснование эксперимента

Наибольшая трудосмкость в изучении ОПФП, а также ФП НПС $\leftrightarrow I_{\perp}$ в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ связана с малостью угла ψ_k между полем H и ЛО, определяющего

положение критической точки ФП₁ (КТ₁). По оценке, в [10] при $T=0$ угол $\psi_k < 9'$ и уменьшается до значения $\psi_k < 4.6'$ при повышении температуры до $T = 1.65$ К. Делая оценку ψ_k по экспериментальным данным, необходимо учитывать, находится ли образец эллипсоидальной формы в НПС или в однородной магнитной фазе.

В случае НПС внутреннее поле H_{ni} , при котором НПС термодинамически стабильно, задано во всей области стабильности НПС и определяется внутренними параметрами исходного термодинамического потенциала АФМ. Внешнее магнитное поле $H = H_n$ всегда подстраивается под него в соответствии с размагничивающими коэффициентами и средней намагниченностью \bar{M} образца, определяемой концентрацией фаз ξ_j и заданным внутренним полем [11]

$$H_n = H_{ni} + 4\pi \widehat{NM}(H_{ni}), \quad \bar{M} = M_1 \xi_1 + M_2 \xi_2, \quad (1)$$

где \hat{N} — тензор размагничивающих коэффициентов.

Если образец в форме эллипсоида имеет главные оси Ox , Oy , Oz и ЛО $\parallel Oz$, плоскость zy является ЛП или плоскостью ОП, а внешнее магнитное поле H лежит в ЛП и составляет с ЛО угол ψ , то критическое значение ψ_{ki} угла ψ_i между внутренним магнитным полем $H_i \parallel$ ЛП и ЛО связано с соответствующим ψ_k через посредство граничных условий соотношением

$$\psi_k \approx \psi_{ki} + 2\pi N_y \chi_{\perp}, \quad (2)$$

где ψ_{ki} задается параметрами термодинамического потенциала АФМ без учета размагничивающих полей и равно приблизительно отношению поля H_a магнитной анизотропии вдоль оси Oy к обменному полю H_e ($\psi_{ki} \approx \nu_0 = H_a/H_e$), N_y — размагничивающий фактор эллипсоида вдоль оси Oy . Наибольшее значение ψ_k будет иметь в случае $N_y \approx 1$, т. е. в эллипсоиде, сильно сплюснотом в направлении оси Oy . Наименьшее значение $\psi_k \approx \psi_{ki}$ будет иметь место в эллипсоиде, сильно сплюснотом вдоль ЛО ($N_y \approx 0$).

Другим параметром, характеризующим условия наблюдения НПС, являются ширина интервала ΔH численных значений H внешнего магнитного поля, при которых реализуется НПС, а также его зависимость от угла ψ . В работе [12] определено, что при заданном ψ_i ширина области НПС зависит от N_z и ψ_i и равна

$$\Delta H_{\psi} = 4\pi N_z \chi_{\perp} H_{noi} \sqrt{1 - (tg \psi_i / tg \psi_{ki})^2}. \quad (3)$$

Здесь N_z — размагничивающийся фактор вдоль оси Oz , χ_{\perp} — поперечная магнитная восприимчивость, H_{noi} — значение поля H_{ni} при $\psi_i = 0$.

Таким образом, ΔH_{ψ} имеет минимальное значение в эллипсоиде, сильно сплюснотом в направлении оси Oy , и максимальное значение в эллипсоиде, сильно сплюснотом вдоль ЛО. Сравнивая этот вывод относительно ΔH_{ψ} с выводом, сделанным выше относительно интервала $\Delta \psi$ наблюдения НПС, отметим их альтернативность: чем больший интервал $\Delta \psi$ обеспечен выбранной формой образца, тем меньшим оказывается соответствующий интервал ΔH_{ψ} наблюдения НПС, и наоборот.

Учитывая оценку верхней границы значений ψ_{ki} при $T=0$ как $\psi_{ki}^0 \approx 9'$ [6], а также значение $\chi_{\perp} \approx 5 \cdot 10^{-4}$, найдем из (2) соответствующее ac -пластинке значение $\psi_{\mathcal{P}} \approx 20'$, которое при повышении температуры до 2 К должно уменьшаться до значений, меньших $10'$. Поэтому можно считать, что при $T \approx 2$ К значение ψ_k в ac -пластинке будет меньше $\psi_{\mathcal{P}} \approx 10'$. Производя на основании

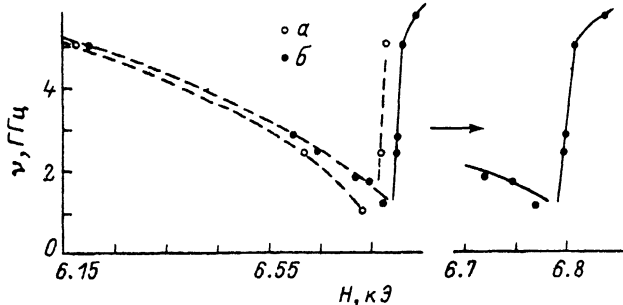


Рис. 1. Частотно-полевая зависимость АФМР для bc -пластинок при $H \parallel \text{ЛО}$.

a : $\sigma = 3$ мм, $d = 0.4$ мм, $T = 1.96$ К; b : $\sigma = 3$ мм, $d = 0.15$ мм, $T = 2.01$ К.

(2) подобную же оценку верхней границы для ψ_{ki} в НПС bc -пластинки, найдем, что $\psi_k \approx \psi_{ki} < 9'$ при $T = 0$ и уменьшается до значений, близких к нулю при увеличении температуры до $T \approx 2$ К. Это значит, что наблюдение эффектов НПС в bc -пластинке связано с жестким требованием точной ориентации поля H вдоль ЛО при $T \approx 2$ К, которое облегчается при понижении температуры.

Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 1, 2 приведены результаты измерений зависимости частоты АФМР от H при $\psi = 0$ (поле $H \parallel \text{ЛО}$) соответственно в bc - и ac -пластинках. В обоих случаях на использованных частотах наблюдались два резонансных поля H_{p1} и H_{p2} , причем большее из них H_{p2} обнаруживает очень слабую зависимость от частоты ν , которая в случае ac -пластинки заметно слабее, чем в случае bc -пластинки.

Рассмотрим сначала результаты эксперимента в случае bc -пластинки. Представленные на рис. 1 экспериментальные данные для двух bc -пластинок при слегка отличающихся температурах и разных толщинах дают для большего резонансного поля H_{p2} в области частот $\nu \leq 5$ ГГц примерно одинаковый градиент $dH_{p2}/d\nu$, который составляет приблизительно 4—5 Э/ГГц. Это дает основание считать, что резонансное поле H_{p2} в обеих пластинках имеет одну и ту же природу и проявляет в области частот $\nu \leq 5$ ГГц сходную слабую зависимость от частоты ν . Резонансные поля H_{p2} очень близки к полю H_n ФП $l_{\parallel} \leftrightarrow l_{\perp}$ при соответствующей температуре. Причем поле $H_{p2} > H_n$.

Поле H_{p1} однозначно связывается с АФМР в однородной l_{\parallel} -фазе в магнитном поле $H \parallel \text{ЛО}$. В основу интерпретации H_{p2} мы положим предположение о возникновении в образце $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ конечных размеров в поле $H = H_n$ НПС-доменной структуры фаз l_{\parallel} и l_{\perp} , участвующих в ФП $l_{\parallel} \leftrightarrow l_{\perp}$. Согласно [6], с НПС связано возникновение специфической моды АФМР, которая ответственна за поглощение ВЧ-поля, фиксируемое как резонансная линия H_{p2} . Это поглощение возникает в узком интервале значений внешнего поля $H_n \leq H \leq H_{\perp} = H_n(1 + 4\pi\chi_{\perp})$, в котором НПС термодинамически стабильно, и в интервале частот $\nu_{\text{нп}} < \nu < \nu_{\perp\text{нп}}$, где $\nu_{\text{нп}}$ и $\nu_{\perp\text{нп}}$ — значения частот АФМР в поле H_n фаз l_{\parallel} и l_{\perp} .

Интервал реализации НПС по внешнему магнитному полю при $H \parallel \text{ЛО}$, как видно из (3), составляет в bc -пластинке

$$\Delta H(T) = 4\pi\chi_{\perp}(T) H_{\text{но}l}(T), \quad (4)$$

где χ_{\perp} и $H_{\text{но}l}$ являются функциями температуры. Из работы [13] в спин-волновом приближении следует, что зависимость $\Delta H(T)$ очень слабая; согласно же (3), $\Delta H(T)$ убывает с увеличением угла ψ .

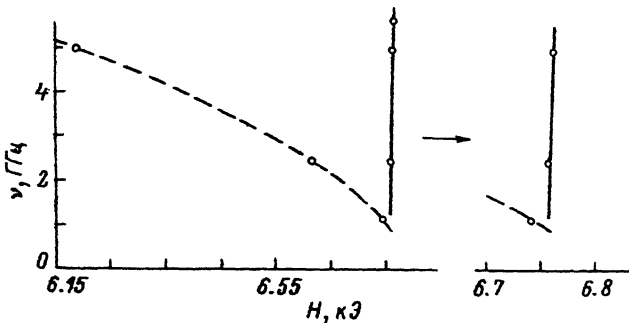


Рис. 2. Частотно-полевая зависимость АФМР для *ac*-пластинки при $H \parallel \text{ЛО}$.
 $a = 3 \text{ мм}$, $d = 0.35 \text{ мм}$, $T = 1.96 \text{ К}$.

Частоты АФМР $\nu_{\parallel n}$ и $\nu_{\perp n}$ и их зависимость от угла ψ приближенно, если использовать результаты работы [12], можно представить в виде

$$\nu_{\parallel n} \cong gH_{n0i}(0) [1 + 0.25bT^2] \left[\frac{2\nu_2(r-1)(1-\chi^2)}{r+1+2\sqrt{1-\chi^2}} \right]^{1/2},$$

$$\nu_{\perp n} \cong \nu_{\perp n} \left[\frac{(r-1)(1-\chi)}{r+1-2\sqrt{1-\chi^2}} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

$$\nu_{\perp n}^0 \cong g_0 H_{n0i}(0) [1 + 0.25bT^2] [2(bT^2 + \nu_2)]^{1/2},$$

$$r = (\beta - \beta')/(\rho - \rho'), \quad \chi = \text{tg } \varphi / \text{tg } \varphi_k, \quad \text{tg } \varphi_k \approx \nu_0(1 - \nu_0)^{-1}, \quad (5')$$

где $b = 0.0131$ и $g \approx 3.125 g \approx 3.064$ [13], если частота ν выражена в ГГц, а $H_{n0i}(0)$ в кЭ, $\nu_2 = 1/2\varphi\chi_{\perp}$ (о смысле $\beta, \rho, \beta', \rho'$ см. ниже). Из (5) видно, что $\Delta\nu = \nu_{\perp n} - \nu_{\parallel n}$ увеличивается с увеличением T и уменьшается с увеличением $\psi \ll \psi_k$.

Для интерпретации результатов измерений для *bc*-пластинки № 2 (рис. 1) воспользуемся значением $\nu_{\perp n}^0 \approx 9.3$ ГГц, следующим из [13]. Формальное распространение определенного по рис. 1 градиента $dH_{p2}/d\nu \approx 4.6$ Э/ГГц на весь интервал частот от нуля до $\nu = \nu_{\perp n}^0$ позволяет оценить интервал магнитного поля ΔH реализации НПС. Полученное таким образом $\Delta H = 43$ Э хорошо согласуется со значением $\Delta H = 41$ Э, следующим из выражения (4). Градиент $dH_{p2}/d\nu \approx 4.6$ Э/ГГц вычислен без учета значения H_{p2} на частоте $\nu = 5.7$ ГГц, поскольку это значение существенно отклоняется от значения, отвечающего прямой, определяемой экспериментальными значениями H_{p2} на частотах $\nu = 5.0, 2.8, 2.4$ ГГц. Интерпретацию экспериментальных результатов (рис. 1) для *bc*-пластинки № 2 проведем, основываясь на малости ψ_k при температуре $T = 2$ К, который оценочно составляет $1-2'$. Поскольку точность ориентации магнитного поля вдоль ЛО в этих экспериментах составляет $\Delta\psi = \pm 1'$, то приведенные на рис. 1 экспериментальные данные для пластинки № 2 в действительности отвечают полю, случайно (в пределах погрешности определения ориентации поля H) составляющему с ЛО угол $0 < \psi < \psi_k$. Считая значение H_{p2} для $\nu = 5.7$ ГГц принадлежащим ветви АФМР однородной фазы $l_{\perp n}$, оценим угол ψ между H и ЛО в ЛП, при котором реализуются $l_{\perp n}$ и соответствующее этой фазе значение H_{p2} на частоте $\nu = 5.7$ ГГц.

Принимая, согласно рис. 1, для пластинки № 2 значение ΔH_{ψ} из (3) равным $\Delta H_{\psi} = 23 \pm 2$ Э, находим $\text{tg } \psi_i \approx 0.83 \text{ tg } \psi_{ki}$ и соответственно $\text{tg } \psi \approx 0.83 \text{ tg } \psi_k$. Это означает, что резонансная изогона на рис. 1 для *bc*-пластинки № 2 фактически получена в магнитном поле H , составляющем с ЛО в ЛП угол ψ ,

близкий к критическому. Полагая для оценки угол $\psi = 1'$, находим $\psi_k = 1.2'$. В соответствии с этим находим по экспериментальным данным (рис. 1) значения поля $H_k \approx 6.794$ кЭ. После этого из соотношения $H_{\text{пои}} = H_k - 1/2\Delta H_0$ (где ΔH_0 — ширина области реализации НПС при $\psi = 0$), приняв $\Delta H_0 = 0.041$ кЭ, находим $H_{\text{пои}} = 6.773$ кЭ при $T = 2.01$ К, что хорошо согласуется с данными работы [13].

Перейдем к рассмотрению экспериментальных результатов в случае *ac*-пластинки. Результаты эксперимента по АФМР в *ac*-пластинке представлены на рис. 2.

Из теоретического анализа, проведенного в п. 2, следует, что замена *bc*-пластинки в качестве образца на *ac*-пластинку должна в АФМР-эксперименте проявиться, с одной стороны, в существенном уменьшении ширины ΔH_ψ интервала (3) реализации НПС в магнитном поле $H \parallel \text{ЛП}$, а с другой — в заметном увеличении критического угла ψ_k , т. е. в увеличении интервала $\Delta\psi = \psi_k - \psi > 0$ значений угла ψ между ЛО и полем $H \parallel \text{ЛП}$, определяющего угловую ширину области реализации термодинамически стабильного НПС, а потому и АФМР в НПС.

Аппроксимация диска *ac*-пластинки диаметром $\varnothing = 3$ мм и толщиной $d = 0.35$ мм соответствующим эллипсоидом вращения приводит к размагничивающему коэффициенту вдоль ЛО, равному $N_z = 0.074$. Это дает в *ac*-пластинке теоретическую оценку для интервала $\Delta H_0 \approx 3$ Э. С другой стороны, градиент $dH/d\nu$ для зависимости $H_{p2}(\nu)$, согласно экспериментальным данным рис. 2, можно оценить равным 0.52 Э/ГГц. Частота $\nu_{\perp\text{п}}$ при температуре $T = 1.96$ К, согласно [14], приближенно равна $\nu_{\perp\text{п}} \approx 8.8$ ГГц, что дает для экспериментальной ширины интервала реализации НПС значение $\Delta H_0 \approx 4.0$ Э, которое качественно соответствует приведенному выше теоретическому значению 3 Э.

Поле $H_{\text{пои}}$ в *ac*-пластинке с большой точностью совпадает с полем $H_{\text{по}}$, а поэтому, согласно данным рис. 2, при $T = 1.96$ К равно $H_{\text{пои}} = 6.757$ кЭ, что мало отличается от значений $H_{p2} > H_{\text{по}}$, представленных для разных частот на этом же рисунке. Поэтому интервал ΔH_0 примыкает непосредственно к полю $H_{\text{п}}$ ФП $l_{\perp} \leftrightarrow l_{\perp}$. Далее, поскольку в *ac*-пластинке разность $H_1 - H_{\text{п}}$ между значением внешнего поля $H = H_1$, ограничивающим сверху область устойчивости однородной фазы l_{\perp} , и внешним полем $H_{\text{п}}$ ФП $l_{\perp} \leftrightarrow l_{\perp}$ при $H \parallel \text{ЛО}$ равна приближенно $H_1 - H_{\text{п}} \approx H_{\text{п}}(\nu_2 + 2\pi\chi_{\perp})$, то оценивая при $T = 0$ величину $\nu_2 \approx 2.6 \cdot 10^{-3}$ и принимая $\chi_{\perp} = 5 \cdot 10^{-4}$, $H_{\text{п}} = H_{\text{пои}}(0) = 6.555$ кЭ [13], найдем $H_1 - H_{\text{п}} \approx 0.038$ кЭ, что хорошо согласуется с ходом в области $\nu > 0$ кривой, аппроксимирующей экспериментальные результаты (рис. 2) для АФМР в фазе l_{\perp} .

Точность $\Delta\psi$ ориентации внешнего поля $H \parallel \text{ЛП}$ вдоль ЛО составляет $\pm 1'$, как и в рассмотренном выше случае *bc*-пластинки. Однако в этом случае возможные отклонения поля H от ЛО в пределах $\Delta\psi \leq 1'$ не приводят к появлению резонансных значений H_{p2} , выходящих за пределы интервала $\Delta H_0 \approx 4$ Э и принадлежащих однородной фазе l_{\perp} . Это однозначно свидетельствует о том, что ψ_k в случае *ac*-пластинки существенно больше по сравнению с *bc*-пластинкой.

Таким образом, экспериментальные результаты АФМР (рис. 1, 2) полностью находятся в соответствии с выводами теории об увеличении критического угла ψ_k и уменьшении интервала ΔH_0 реализации НПС при замене *bc*-пластинки на *ac*-пластинку.

Чтобы завершить обсуждение этих экспериментов, остановимся на анализе природы резонансных полей H_{p2} на частотах ν из интервала $\nu_{\text{ин}} \leq \nu \leq \nu_{\perp\text{п}}$, т. е. на частотах $\nu = 2.43, 2.83, 5$ ГГц в случае *bc*-пластинки и на частотах $\nu = 2.475, 5, 5.65$ ГГц в случае *ac*-пластинки. Во всех этих случаях значения H_{p2} находятся внутри интеграла ΔH_0 или ΔH_ψ , в котором АФМР пребывает в НПС, и обнаруживают систематическое и медленное поглощение с ростом частоты ν .

Какое-либо резонансное поглощение, отвечающее однородным фазам l_i , l_{\perp} или их модификациям $l_{<1}$, $l_{<11}$ в наклонном к ЛО магнитном поле, отсутствует на этих частотах в указанных интервалах ΔH_0 и ΔH_{ψ} .

Однако в этих интервалах поля H и частоты ν могут проявляться резонансные и нерезонансные особенности поглощения ВЧ-поля, обусловленные по крайней мере релаксационными и другими многомагнитными процессами столкновений, а также поглощением в доменных стенках. Рассмотрим характерные черты этих особенностей.

Поскольку в НПС при $H_i = H_{n0i}$ находятся в равновесии друг с другом области фаз l_i ($l_{<1}$) и l_{\perp} ($l_{<11}$), то с каждой из этих областей будет связано поглощение, обусловленное релаксационными процессами, уширяющими линии АФМР, в том числе на их далеких отрогах «хвостах». Интенсивность I этого поглощения при фиксированном $H_i = H_{n0i}$ определяется удаленностью частоты ν ВЧ-поля от значений $\nu_{f,11}^2$ (H_{n0i}) резонансных частот каждой такой области в отдельности при $H_i = H_{n0i}$ и ее объем.

При фиксированной частоте ν интенсивность I такого нерезонансного поглощения в каждой из однородных фаз, участвующих в ОПФП1, зависит от значения H_i и удаленности его от резонансного поля $H_{p\nu}$, отвечающего частоте ν . Поэтому ее зависимость от H_i будет изображаться на диаграмме (I, H_i) кривой $I(H_i)$ (огibaющей резонансной линии $H_{p\nu}$), испытывающей в общем случае скачок ΔI_{ν} при $H_i = H_{n0i}$. Максимальное значение этот скачок достигает при $\nu = \nu_{1,11}^2$ (H_{n0i}).

В интервале ΔH_0 (ΔH_{ψ}) термодинамической стабильности НПС по внешнему магнитному полю H внутреннее поле H_i в образце остается неизменным и равным H_{n0i} , концентрация же фаз l_i ($l_{<1}$) и l_{\perp} ($l_{<11}$) меняется в зависимости от значения H внутри интервала ΔH_0 (ΔH_{ψ}) [5]. Поэтому скачок ΔI_{ν} при $H_i = H_{n0i}$ будет изменяться в ту или иную сторону главным образом через посредство зависимости концентрации фаз от внешнего магнитного поля [6].

Качественно такая особенность (скачок ΔI_{ν}) ВЧ-поглощения при $H_i = H_{n0i}$ и ее модификация при измерении H внутри интервала ΔH_0 (ΔH_{ψ}) представлены для семи разных частот на рис. 3, а, б.

Вклад в формирование особенностей вида, представленного на рис. 3, б, вносят также многомагнитные процессы столкновений, не связанные непосредственно с формированием «хвостов» линий основного для каждой из фаз АФМР. Эти процессы столкновений, как и релаксационные процессы, проявляются в величине скачка ΔI_{ν} при $H_i = H_{n0i}$ и существуют на каждой частоте ν во всем интервале ΔH_0 (ΔH_{ψ}) внешнего магнитного поля.

Кроме релаксационных и других многомагнитных процессов, вклад в рассматриваемую особенность ВЧ-поглощения при $H_i = H_{n0i}$ должно давать также ВЧ-поглощение в доменных стенках. Интенсивность этого поглощения при прочих равных условиях зависит от числа доменных стенок в образце, а поэтому максимальна в середине интервала ΔH_0 (ΔH_{ψ}) и уменьшается к его краям.

Отличная черта этих особенностей состоит в том, что они существуют всегда во всем интервале ΔH_0 (ΔH_{ψ}) реализации НПС, изменяя свою интенсивность как на протяжении всего этого интервала, так и в зависимости от частоты ν .

В противоположность этому поглощение, наблюдаемое в интервале ΔH_0 (ΔH_{ψ}) внешнего магнитного поля и связанное со значениями поля $H = H_{p2}$ на упомянутых выше частотах в ac - и bc -пластинках, хотя и обладает малой интенсивностью, всегда имеет форму резонансных линий. Эти линии характеризуются строго определенными для каждой частоты значениями $H = H_{p2}$ в их максимумах, находящимися всегда только внутри интервала ΔH_0 (ΔH_{ψ}). Значения H_{p2} для исследованных линий систематически увеличиваются с ростом частоты из интервала $(\nu^{(2)}, \nu^{(2)})$.

Единственной интерпретацией природы такого поведения ВЧ-поглощения, которая до сих пор известна, является интерпретация [6], связывающая это

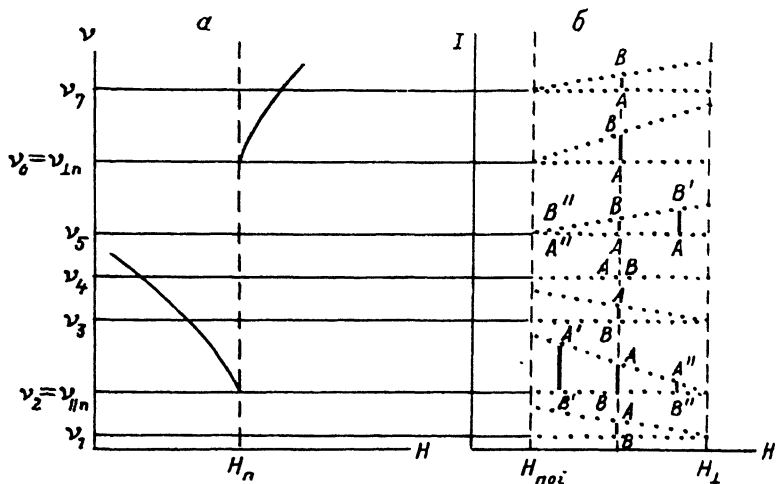


Рис. 3. а) Качественное изображение резонансных ветвей однородных фаз l_{\perp} ($H > H_n$) и l_{\parallel} ($H < H_n$). б) Столбик AB (или BA) качественно изображает при разных частотах ν скачок интенсивности ΔI нерезонансных (и других, без АФМР в НПС) поглощений при скачкообразном фазовом переходе $l_{\parallel} l_{\perp}$ (случай равных концентраций фаз l_{\parallel} и l_{\perp}).

Пунктиром обозначены следы точек A и B , фиксирующих величину скачка ΔI , при изменении концентрации фаз l_{\parallel} , l_{\perp} в НПС в интервале $\Delta H_0 = H_{\perp} - H_{\parallel}$ реализации НПС. На частоте ν_4 , одинаково удаленной от $\nu_{\parallel n}^{(2)}$ и $\nu_{\perp n}^{(2)}$ скачок $\Delta I = 0$.

поглощение с новыми модами АФМР, характерными специфически для НПС. Наши экспериментальные результаты как для bc -, так и ac -пластинок (соответственно рис. 1 и 2) более точно и однозначно устанавливают реализацию однородного АФМР в НПС по крайней мере на низкочастотной моде.

В [6] выражения для этих мод были получены в случае $H \parallel \text{ЛО}$. Приведем соответствующие выражения в случае поля H , составляющего в ЛП угол ψ с ЛО.

На основании уравнений Ландау—Лифшица для новых, специфических для НПС, резонансных мод $\omega^{(1)}$, $\omega^{(2)}$ можно получить выражения

$$\omega^{(\gamma)} = \frac{1}{\sqrt{2}} [R - (-1)^{\gamma} \sqrt{R^2 - 4Q}]^{1/2}, \quad \gamma = 1, 2, \quad (6)$$

$$R = B_1 B_4 + B_2 B_3 + 2A_1 A_2, \quad Q = (B_1 B_2 - A_1^2)(B_3 B_4 - A_2^2). \quad (6')$$

Коэффициенты B_i , A_j имеют вид ($i = 1, 2, 3, 4$; $j = 1, 2$)

$$B_i = b_{i\parallel} (1 - \xi) + b_{i\perp} \xi, \quad A_j = a_{j\parallel} (1 - \xi) + a_{j\perp} \xi. \quad (7)$$

В (7) использованы следующие выражения: ξ — концентрация фазы l_{\perp}

$$\xi = \frac{H_z^{nc} - H_{niz} - 4\pi N_z M_z'}{4\pi N_z (M_z'' - M_z')}, \quad (8)$$

где

$$M_z^{\alpha} = \frac{H_{no\alpha\perp} [1 + (-1)^{\alpha} \sqrt{1 - \chi^2} + \chi^2 \operatorname{tg} \psi_{ki}]}{2 [1 - (-1)^{\alpha} \nu_0 \sqrt{1 - \chi^2}]}, \quad (9)$$

b_{ia}, a_{ja} ($\alpha = I, II$) — значения коэффициентов b_i, a_j соответственно при $\theta = (\theta_{I\text{II}}, \theta_{II\text{I}})$, $m = (m_{I\text{II}}, m_{II\text{I}}) = (1 - l^2)^{1/2}$ и $h = h_{\text{н}0i} \sec \psi_i = h_{\text{н}i}$ ($h = HM_0^{-1}$).

Коэффициенты b_i, a_j равны

$$\begin{aligned} b_1 &= 2\delta + \beta + \beta' - (\rho - \rho') \sin^2 \theta, \quad b = \beta - \beta' - (\rho - \rho') \sin^2 \theta, \\ b_3 &= l^2 (2\delta + \rho \cos 2\theta + \rho'), \quad b_4 = m^2 (2\delta - \rho \cos 2\theta + \rho') + (\rho - \rho') \cos 2\theta, \\ a_1 &= l [h \cos (\theta + \psi) + \rho m \sin 2\theta], \quad a_2 = l [h \cos (\theta + \psi) + 2\rho m \sin 2\theta]. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь δ, β (ρ); β' (ρ') — константы обмена и соответственно внутри- и межподрешеточной магнитной анизотропии вдоль оси Ox (Oy). Точные значения θ ($\theta -$ угол в ЛП между вектором антиферромагнетизма $l = (2M_0)^{-1} (M_1 - M_2)$ и ЛО в фазе $l_{<\alpha}$) на линии ФП1 $l_{<1} \leftrightarrow l_{<II}$, т. е. при $h_i = h_{\text{н}i}(\psi_i)$, равны [10]

$$\sin 2\theta_{\text{I\text{II}}, \text{II\text{I}}} = \chi, \quad \cos 2\theta_{\text{I\text{II}}, \text{II\text{I}}} = \pm \sqrt{1 - \chi^2}, \quad \chi = \text{tg } \psi_i / \text{tg } \psi_{ki}. \quad (11)$$

Значения $m_{I, II}$ найдены в работе [12] и определяются соотношениями

$$\begin{aligned} m_\alpha &= \frac{h_{\text{н}0i} \psi [1 + (-1)^\alpha \sqrt{1 - \chi^2} + 2\chi^2 \text{tg } \psi_{ki} + (1 - (-1)^\alpha \sqrt{1 - \chi^2}) \chi^2 \text{tg}^2 \psi_{ki}]^{1/2}}{2\sqrt{2} [1 - (-1)^\alpha \nu_0 \sqrt{1 - \chi^2}]}, \\ \nu_0 &= \rho (2\delta + \rho')^{-1}, \quad \text{tg } \psi_{ki} = \nu_0 (1 - \nu_0)^{-1}. \end{aligned} \quad (12)$$

Таким образом, при заданном ψ_j частоты ω^γ из (6) будут зависеть от поля H через посредство зависимости концентрации ξ от H согласно (9). В узком интервале ΔH_ψ реализации НПС частоты ω^γ пробегают значения от $\omega^\gamma = \omega_{\text{н}}^\gamma$ при $\xi = 0$ до $\omega^\gamma = \omega_{\text{н}}^\gamma$ при $\xi = 1$. Здесь $\omega_{\text{н}}^\gamma$ — значения ($\gamma = 1, 2$) резонансных частот для однородной фазы $l_{<1}$, а $\omega_{\text{н}}^\gamma$ — для однородной фазы $l_{<II}$ при $H_T = H_{\text{н}i}$. Значение $\gamma = 1$ относится к высокочастотной моде, а $\gamma = 2$ к низкочастотной моде однородных колебаний намагничивания. Интервал поля ΔH_ψ , в котором эта зависимость имеет место, уменьшается с ростом ψ_j , что наглядно видно на рис. 1 для АФМР в случае образца № 2 *bc*-пластинки.

Заключая проведенное рассмотрение, отметим, что новые моды АФМР (6) — (12), впервые в частном случае $\psi = 0$ введенные в [6], являются единственной пока причиной, с помощью которой можно объяснить особенности экспериментально наблюдаемых данных по АФМР в области ФП, связанного с опрокидыванием магнитных подрешеток АФМ в магнитном поле.

Проведенное в работе экспериментальное и теоретическое исследования в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ однородного АФМР в НПС позволяет сделать следующие заключения.

1. Большее резонансное поле H_{p2} на исследованных частотах $\nu < 5.7$ ГГц при температуре $T \approx 2$ К систематически увеличивается с увеличением частоты и всегда лежит при $H \parallel \text{ЛО}$ в узком интервале магнитного поля ΔH_{bc} для *bc*-пластинки и ΔH_{ac} для *ac*-пластинки.

2. Форма образца кристалла $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, привязанная к кристаллическим осям, существенно сказывается на условиях осуществления АФМР: а) в *bc*-пластинке при $T \approx 2$ К АФМР наблюдается в интервале $\Delta H_{bc} \approx 43$ Э по магнитному полю, б) в *ac*-пластинке в интервале $\Delta H_{ac} \approx 4$ Э.

3. Зависимость $\nu_{\text{рез}}(H)$ существенно сильнее в *ac*-пластинке, чем в *bc*-пластинке. Интервалы ΔH_{bc} и ΔH_{ac} наблюдения таких сильных зависимостей $\nu(H)$ отвечают областям реализации НПС соответственно в *bc*- и в *ac*-пластинках.

4. Положение резонансных линий H_{p2} на исследованных частотах при $H \parallel \text{ЛО}$ с хорошей надежностью соответствует положению линий однородного АФМР

в НПС, описанного теоретически в работе [5]. Оно отражает зависимость $\nu_{\text{рез}}$ от внешнего магнитного поля в НПС через посредство зависимости концентрации фаз в НПС от магнитного поля H .

5. Поскольку длины волн электромагнитного ВЧ-поля ($\lambda > 5$ см) значительно превосходят размеры исследованных образцов и условия реализации однородного АФМР хорошо выполнены, можно утверждать, что действительно исследованное резонансное поглощение в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ отвечает однородному АФМР в НПС.

6. Вычислены частоты АФМР в НПС в наклонном к ЛО внешнем магнитном поле $H \parallel \text{ЛП}$. Из полученных выражений следует, что интервалы реализации нового типа АФМР как по частоте, так и по магнитному полю уменьшаются по мере приближения угла ψ отклонения поля H от ЛО к его критическому значению ψ_* .

Список литературы

- [1] Poulis N. J., Van den Handel J., Ubbink J., Poulis J. A., Gorter C. J. // Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 552.
- [2] Ubbink J., Poulis J. A., Gerritsen H. J., Gorter C. J. // Physica. 1952. V. 18. P. 361—368.
- [3] Зароченцев Е. В.; Попов В. А. // ФТТ. 1964. Т. 6. № 6. С. 1579—1588.
- [4] Боровик-Романов А. С. Антиферромагнетизм. Итоги науки. М., 1962. № 4. С. 7—118.
- [5] Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А. // ЖЭТФ. 1969. Т. 9. № 11. С. 634—639.
- [6] Барьяхтар В. Г., Галкин А. А., Ковнер С. Н., Попов В. А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 2. С. 494—506.
- [7] Galkin A. A., Kovner S. N., Popov V. A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1973. V. 57. № 2. P. 485—495.
- [8] Gerritsen H. J., Okkes R., Bolger B., Gorter C. J. // Physica. 1955. V. 21. P. 629—638.
- [9] Даньшин Н. К., Зельцер А. С. // ФНТ. 1987. Т. 13. № 4. С. 401—407.
- [10] Олейник А. В., Поляков П. И., Попов В. А. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 9. С. 2635—2643.
- [11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 640 с.
- [12] Олейник А. В., Поляков П. И., Попов В. А. // Препринт ДонФТИ. 1990. № 24. 41 с.
- [13] Галкин А. А., Ветчинов А. В., Даньшин Н. К., Попов В. А. // ФНТ. 1981. Т. 7. № 10. С. 1314—1324.
- [14] Галкин А. А., Даньшин Н. К., Ветчинов А. В. // ФНТ. 1977. Т. 3. № 9. С. 1169—1174.

Донецкий физико-технический
институт АН Украины

Поступило в Редакцию
9 апреля 1992 г.