

Исследование влияния одноосного давления на антиферромагнитный резонанс в кристалле $KFe_{11}O_{17}$

© В.Н. Васильев, Е.Н. Матвейко

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036 Красноярск, Россия

(Поступила в Редакцию 30 сентября 1997 г.)

Методом АФМР исследована деформационная зависимость резонансного поля в монокристаллах $KFe_{11}O_{17}$. Измерения проводились при $T = 77$ К и $\nu = 47.52$ GHz для двух ориентаций внешнего давления. Экспериментальные данные обсуждены на основе модели простейшего антиферромагнетика типа "легкая плоскость" с учетом упругого и магнитоупругого вкладов в термодинамический потенциал. Вычислены магнитострикционная $\lambda = 1.94 \cdot 10^{-5}$, магнитоупругая $B_1 = 2.75 \cdot 10^8$ erg/cm³ и упругая $C_{11} - C_{12} = 1.42 \cdot 10^{13}$ erg/cm³ константы, значения которых свидетельствуют о том, что начальная щель в спектре АФМР имеет не только магнитоупругое происхождение.

$KFe_{11}O_{17}$ имеет гексагональную слоистую структуру типа $\beta-Al_2O_3$, относящуюся к пространственной группе симметрии D_{6h}^4 [1]. Ниже температуры Нееля 800 К калиевый феррит является легкоплоскостным (ЛП) антиферромагнетиком [2]. При исследовании ориентационных зависимостей низкочастотной (НЧ) ветви антиферромагнитного резонанса (АФМР) в базисной плоскости кристаллов калиевого феррита было обнаружено, что амплитуда и периодичность изменения резонансного поля отличались от образца к образцу [3]. Было установлено, что причина этого заключается в неоднородных деформациях, наводимых в образцах при их приклейке к кварцевому держателю, и остаточных деформациях, возникающих при остывании раствора-расплава во время синтеза кристаллов. Кроме того, в спектре НЧ-ветви АФМР имеется изотропная энергетическая щель, которая, как и в других ЛП-антиферромагнетиках [4], может иметь магнитоупругое происхождение. Поэтому в данной работе теоретически и экспериментально исследовано влияние одноосного давления на АФМР в калиевом феррите.

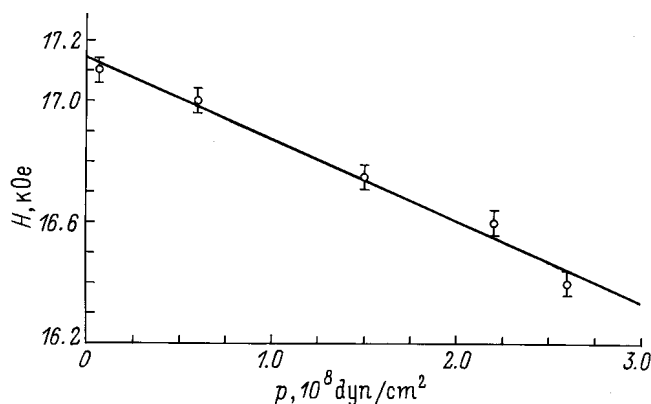
1. Образцы, условия эксперимента и результаты

Измерения проводились на АФМР-спектрометре с импульсным магнитным полем, измерительная секция которого снабжена устройством, позволяющим прикладывать к образцу одноосное давление [5]. В качестве образцов использовались монокристаллы, выращенные методом спонтанной кристаллизации из раствора-расплава [3] и изготовленные в виде прямоугольных пластинок с плоскопараллельными торцами, линейный размер которых 1×0.3 mm. Для снятия остаточных наведенных деформаций образцы отжигались на воздухе при температуре 720°C в течение 7 h. Давление на образец, помещенный в кварцевую ампулу, передавалось через кварцевый штوك.

Сама ампула располагалась в проходном резонаторе так, что образец находился в пучности СВЧ-поля, силовые линии которого были параллельны прикладываемому давлению и перпендикулярны внешнему магнитному полю.

Деформационная зависимость НЧ АФМР исследовалась при температуре 77 К на частоте 47.52 GHz для двух ориентаций давления относительно кристаллографических осей: $p \parallel C_6$ и $p \parallel C_2$, где C_6 — главная ось кристалла шестого порядка, C_2 — одна из осей второго порядка, проходящая через противоположные стороны шестиугольника, характеризующего симметрию в базисной плоскости. Внешнее магнитное поле в обоих случаях было ориентировано в базисной плоскости кристалла вдоль другой оси второго порядка U_2 , перпендикулярной C_6 и C_2 .

Установлено, что давление, прикладываемое вдоль оси C_6 , вплоть до величины $4 \cdot 10^8$ dyn/cm² в пределах ошибки измерения не приводит к сдвигу резонансного поля. На рисунке изображена зависимость поля АФМР от давления, прикладываемого вдоль C_2 . Эта зависимость может быть описана линейным законом.



Зависимость резонансного поля H от внешнего давления p , приложенного вдоль одной из осей U_2 .

2. Обсуждение результатов

Экспериментальные данные были проанализированы на основе феноменологической модели двухподрешеточного антиферромагнетика с магнитной анизотропией типа легкая плоскость. Термодинамический потенциал для рассматриваемого кристалла, исходя из симметричных соображений, можно записать в виде

$$F = F_M + F_{ME} + F_E + F_{ES}, \quad (1)$$

где

$$F_M = 1/2(A\mathbf{m}^2) + 1/2(a_1 l_z^2) - \mathbf{m}\mathbf{h} \quad (2)$$

— магнитная часть термодинамического потенциала, включающая обменное межподрешеточное взаимодействие, анизотропный инвариант второго порядка и взаимодействие Зеемана соответственно, $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$ и $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ — векторы ферромагнетизма и антиферромагнетизма, \mathbf{M}_i — подрешеточные намагниченности, $M_0 = |\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2|$ — намагниченность насыщения подрешеток (последние равенства эквивалентны условиям $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$ и $\mathbf{m}\mathbf{l} = 0$),

$$F_{ME} = B_1(U_{XX}l_X^2 + U_{YY}l_Y^2 + 2U_{XY}l_Xl_Y) + B_2(U_{XX} + U_{YY})l_Z^2 + B_3U_{ZZ}l_Z^2 + B_4(U_{XZ}l_Xl_Z + U_{YZ}l_Yl_Z) \quad (3)$$

— магнитоупругая часть потенциала, B_i — магнитоупругие константы, u_{ij} — деформации,

$$F_E = C_{11}(U_{XX}^2 + U_{YY}^2)/2 + C_{12}U_{XX}U_{YY} + C_{13}(U_{XX}U_{ZZ} + U_{YY}U_{ZZ}) + (C_{11} - C_{12})U_{XY}^2 + C_{33}U_{ZZ}^2/2 + 2C_{44}(U_{XZ}^2 + U_{YZ}^2) \quad (4)$$

— упругая часть потенциала, C_{ij} — константы упругости;

$$F_{ES} = -\sigma_{ij}U_{ij} \quad (5)$$

— потенциал внешних напряжений, $\sigma_{ij} = -|\mathbf{p}|\alpha_i\alpha_j$ — тензор напряжений, α_i и α_j — направляющие косинусы вектора давления. В приведенной записи термодинамического потенциала все феноменологические константы имеют размерность энергии, а эффективные поля выражаются следующим образом: $H_E = A/2M_0$ — эффективное обменное поле, $H_{a2} = a_1/2M_0$ — поле анизотропии, $H = h/2M_0$ — внешнее магнитное поле и т.п. Система координат данной задачи выбрана так, что $X \parallel U_2$, $Y \parallel C_2$, $Z \parallel C_6$.

Рассмотрим равновесные состояния системы для внешнего магнитного поля, направленного вдоль $U_2 \parallel X$, пользуясь стандартной процедурой минимизации термодинамического потенциала по компонентам векторов \mathbf{m} , \mathbf{l} и деформациям u_{ij} . Для случая $\mathbf{p} \parallel C_6$ ($\sigma = \sigma_{ZZ}$) имеем

$$m_{OY} = 0, \quad m_{OZ} = 0, \quad l_{OX} = 0,$$

$$l_{OY} = (1 - H_X^2/H_E^2)^{1/2}, \quad l_{OZ} = 0,$$

$$(U_{XX} - U_{YY})^{(0)} = B_1 l_{OY}^2 / (C_{11} - C_{12}),$$

$$U_{XY}^{(0)} = 0, \quad U_{XZ}^{(0)} = 0, \quad U_{YZ}^{(0)} = 0,$$

$$U_{ZZ}^{(0)} = [B_1 C_{13} l_{OY}^2 + (C_{11} + C_{12})\sigma_{ZZ}] / [C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}]. \quad (6)$$

Для случая $\mathbf{p} \parallel C_2$ ($\sigma = \sigma_{YY}$) имеем

$$m_{OX} = H_X/H_E, \quad m_{OY} = 0, \quad m_{OZ} = 0, \quad l_{OX} = 0,$$

$$l_{OY} = (1 - H_X^2/H_E^2)^{1/2}, \quad l_{OZ} = 0,$$

$$(U_{XX} - U_{YY})^{(0)} = (B_1 l_{OY}^2 - \sigma_{YY}) / (C_{11} - C_{12}),$$

$$U_{XY}^{(0)} = 0, \quad U_{XZ}^{(0)} = 0, \quad U_{YZ}^{(0)} = 0,$$

$$U_{ZZ}^{(0)} = (B_1 C_{13} l_{OY}^2 - C_{13} \sigma_{YY}) / [C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}]. \quad (7)$$

Решая линеаризованные уравнения Ландау–Лифшица для малых однородных колебаний около положения равновесия и внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси $U_2 \parallel X$, находим собственные частоты этих колебаний

$$(\omega_1/\gamma)^2 = (1 - H_{a1}/2H_E)H_X^2 + 2H_E B_1 (u_{XX} - u_{YY})^{(0)} l_{OY}^2, \quad (8)$$

$$(\omega_2/\gamma)^2 = H_E [H_{a1} - 2B_1 U_{YY}^{(0)} + 2B_2 (u_{XX} - u_{YY})^{(0)} + 2B_3 U_{ZZ}^{(0)}] l_{OY}^2. \quad (9)$$

Далее нас будут интересовать только НЧ-ветвь АФМР и частные случаи равновесных состояний (6) и (7), реализованные в эксперименте.

Если $\mathbf{p} \parallel C_6$, то

$$(\omega_1/\gamma)^2 = (1 - H_{a1}/2H_E)H_X^2 + 2H_E H_{MS}, \quad (10)$$

где

$$H_{MS} = B_1^2/2M_0(C_{11} - C_{12}) = \lambda_1 B_1/2M_0 \quad (11)$$

— эффективное магнитоупругое поле спонтанных деформаций, $\lambda_1 = B_1/(C_{11} - C_{12})$ — одна из четырех констант магнитострикции. В этом случае действие внешнего давления не сказывается на параметрах АФМР кристалла, но спонтанные деформации вносят изотропный вклад в начальную щель, равный $2H_E H_{MS}$. Частотно-полевая зависимость (10) формально совпадает с экспериментально наблюдаемой зависимостью

$$(\omega/\gamma)^2 = (1 - H_{a1}/2H_E)H_X^2 + \Delta^2, \quad (12)$$

где $\Delta = 4500$ Ое — изотропная щель в спектре АФМР.

Если $\mathbf{p} \parallel C_2$, то

$$(\omega_1/\gamma)^2 = (1 - H_{a1}/2H_E)H_X^2 + 2H_E H_{MS} + H_E H_\sigma, \quad (13)$$

где

$$H_\sigma = -B_1 \sigma_{YY}/2M_0(C_{11} - C_{12}) = -\lambda_1 \sigma_{YY}/2M_0 \quad (14)$$

— эффективное магнитоупругое поле внешних напряжений. В этом случае существует зависящий от внешнего

давления дополнительный анизотропный вклад в спектр АФМР, равный $2H_E H_\sigma$. Из (13) и (14) следует, что зависимость резонансного поля от внешнего напряжения имеет вид

$$H_X(\sigma) = \left[H_X^2(0) - H_E \lambda_1 |\sigma_{YY}| / 2M_0 (1 - H_{a1}/2H_E) \right]^{1/2} \\ \approx H_X(0) - H_E \lambda_1 |\sigma_{YY}| / 2M_0 H_X(0) \\ \times (1 - H_{a1}/2H_E), \quad (15)$$

т.е. приближенно, как и в случае ромбоэдрических ЛП-антиферромагнетиков [4,5], является линейной функцией прикладываемого напряжения (давления).

Таким образом, в обоих случаях экспериментальные зависимости резонансного поля от давления находятся в полном качественном соответствии с теоретическими. Сопоставив зависимость (15) с экспериментальными данными рисунка, мы оценили значение константы магнитоstriction: $\lambda_1 = 1.94 \cdot 10^{-5}$. При этом были использованы расчетное значение подрешеточной намагниченности насыщения $M_0 = 706$ G, а также значения $H_{a1}/2H_E = 0.031$ и $H_E = 2.75 \cdot 10^6$ Oe, полученные из резонансных и магнитных статических измерений [3,6]. Далее, используя полученное значение λ_1 и предполагая, что начальное расщепление в спектре НЧ АФМР имеет чисто магнитоупорное происхождение (т.е. частотно-полевая зависимость в отсутствие внешних напряжений описывается формулами (10–11)), мы оценили значения магнитоупругой и упругой констант: $B_1 = 2.75 \cdot 10^8$ erg/cm², $C_{11} - C_{12} = 1.42 \cdot 10^{13}$ erg/cm³. Из приведенных оценок видно, что каждая из констант примерно на порядок превышает типичное значение этой величины, характерное для родственных оксидных кристаллических соединений [7]. Если произвести обратную подстановку этих типичных величин ($B_1 \sim 10^7$, $C_{ij} \sim 10^{12}$) в выражение для H_{MS} , то оказывается, что за счет магнитоупругой связи можно объяснить лишь $\sim 1/7$ часть наблюдаемой в эксперименте величины щели.

Таким образом, НЧ АФМР в калиевом феррите действительно является очень чувствительным к взаимодействию спиновой и упругой подсистем кристалла, но наличие начального расщепления в спектре АФМР не может быть объяснено только за счет магнитоупругого взаимодействия.

Список литературы

- [1] С.А. Beevers, М.А. Ross. *Z. Krist.* **97**, 59 (1937).
- [2] E.W. Gorter. *J. Appl. Phys.* **34**, 1253 (1963).
- [3] В.Н. Васильев, Е.Н. Матвейко, А.И. Круглик, А.И. Панкрац, Г.А. Петраковский, К.А. Саблина. *ФТТ* **34**, 10, 3047 (1992).
- [4] А.С. Боровик-Романов, Е.Г. Рудашевский. *ЖЭТФ* **47**, 2095 (1964).

- [5] А.И. Панкрац, В.Н. Васильев, Г.А. Петраковский. *ФТТ* **19**, 5, 1474 (1977).
- [6] А.Д. Валаев, В.Н. Васильев, Е.Н. Матвейко. *ФТТ* **38**, 11, 3427 (1996).
- [7] Е.В. Кузьмин, Г.А. Петраковский, Э.А. Завадский. *Физика магнитоупорядоченных веществ*. Новосибирск (1976). 278 с.