

ДОЛГОЖИВУЩЕЕ МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННОЕ СОСТОЯНИЕ В EuCrO_3 , ВОЗБУЖДЕННОЕ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Е.И. Головенчиц, Б.Д. Лайхтман, В.А. Санина

Экспериментально обнаружено долгоживущее магнитоупорядоченное состояние в EuCrO_3 , возникающее в результате обменного взаимодействия оптически возбужденных ионов Eu^{3+} , обладающих магнитным моментом, с магнитоупорядоченной матрицей хрома. Эффект объяснен в модели связанных магнитных поляритонов.

При исследовании магнитного резонанса в EuCrO_3 было обнаружено сильное влияние $3d - 4f$ обмена на частоту антиферромагнитного резонанса (АФМР) хромовой подсистемы [1]. В EuCrO_3 ионы Eu^{3+} в основном состоянии немагнитны [2, 3]. Однако в возбужденных состояниях ионы Eu^{3+} обладают моментом. Если при этом времена жизни таких возбужденных состояний достаточно велики, то можно ожидать сдвига линии АФМР Cr-подсистемы при оптическом возбуждении ионов Eu.

Проводилось исследование АФМР в EuCrO_3 при одновременном воздействии миллиметровых волн (1,0 – 1,5 мм) и мощной импульсной оптической накачки (532 нм). Нагрев образцов контролировался угольным сопротивлением и термопарой и при 5К не превышал 1К.

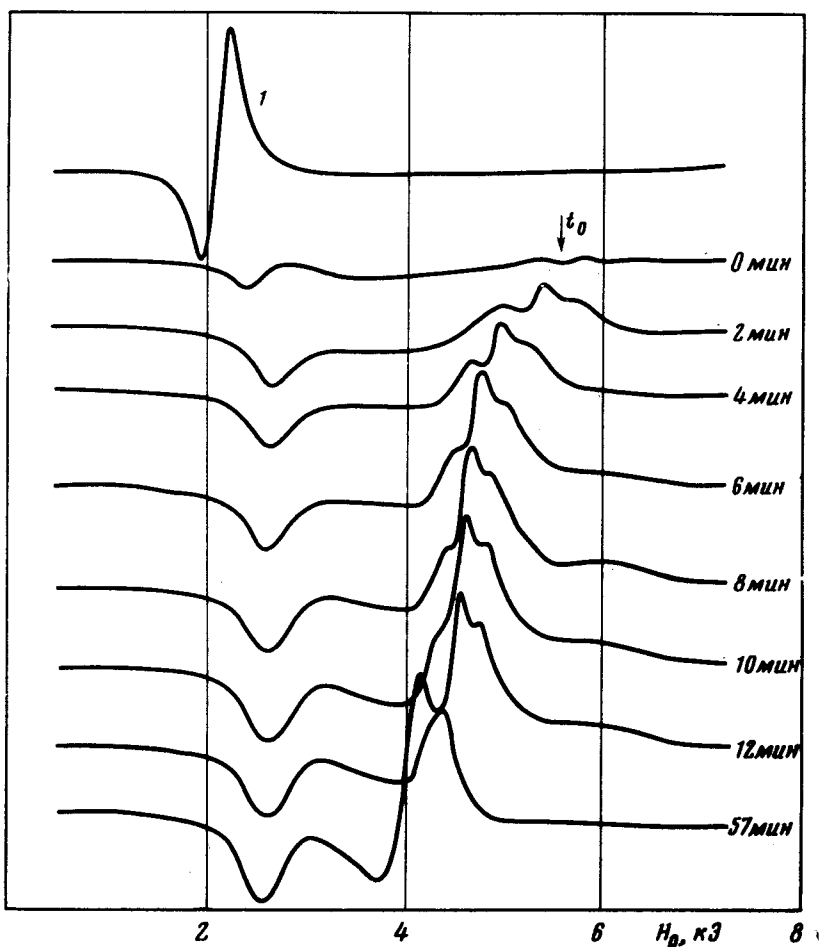


Рис. 1. Записи линий АФМР в EuCrO_3 . По оси X – развертка магнитного поля, Y – интенсивность сигналов. Образец $2 \times 2 \times 0,15 \text{ мм}^3$, $T = 5 \text{ К}$, $f = 210 \text{ ГГц}$. Линия 1 – АФМР хромовой подсистемы до накачки. Последующие кривые записаны во время накачки и после выключения лазера. Время отсчитывается от момента t_0 выключения лазера. Параметры оптической накачки: импульсная мощность $P_{\text{и}} = 180 \text{ кВт}$, длительность импульса $\tau_{\text{и}} = 15 \text{ нсек}$, частота повторения импульсов $\Omega = 12,5 \text{ Гц}$, длительность накачки $t = 1,5 \text{ мин}$

Начиная с некоторой пороговой импульсной мощности накачки и достаточной ее длительности наблюдался сигнал нового резонансного поглощения. Этот сигнал был сдвинут относительно исходного АФМР (до

накачки) в сторону больших полей. Сигнал сохранялся в течение многих часов. Зависимость сигналов от характера накачки и их поведение во времени представлены на рис. 1 и рис. 2. Отметим наиболее харак-

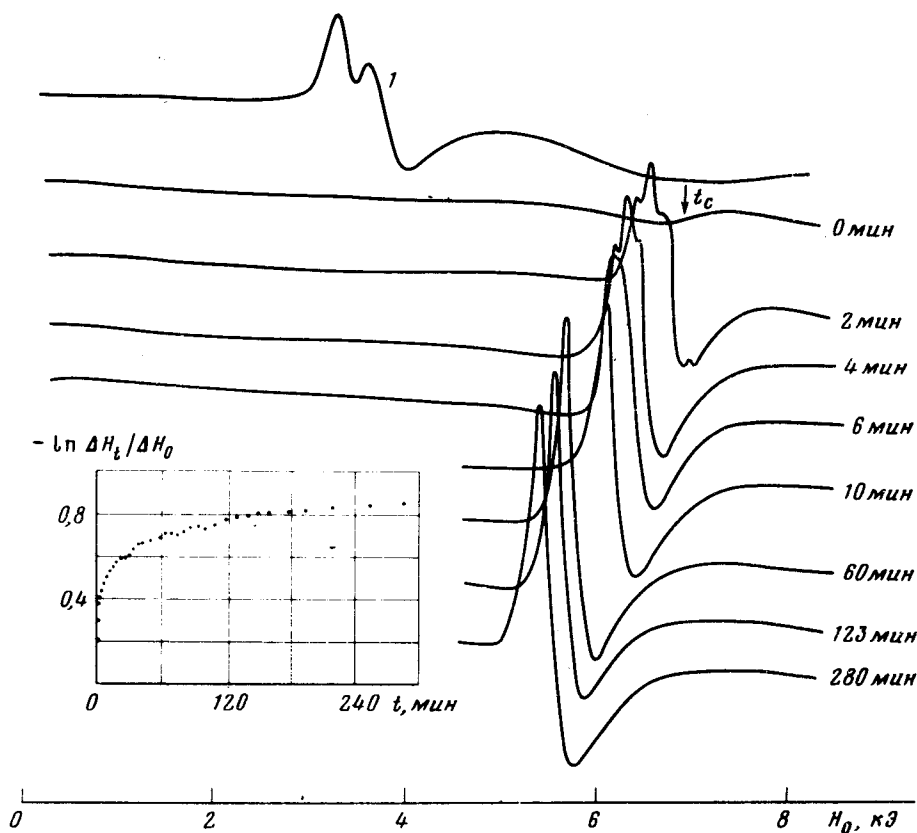


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для параметров накачки: $P_{И} = 250$ кВт, $\tau_{И} = 15$ нсек, $\Omega = 25$ Гц, $t = 4$ мин. Слева внизу — зависимость $\ln(\Delta H_t / \Delta H_0)$ от времени, где $\Delta H_{0,t}$ — отличие резонансного поля наблюдаемых сигналов от $H_{рез}$ исходного АФМР в моменты $t = 0$ и t соответственно

терные экспериментальные факты. 1) Исходный сигнал АФМР Сг-подсистемы либо исчезал совсем после максимальной по мощности и длительности накачки (рис. 2), либо сильно уменьшал свою интенсивность и несколько смещался в большие поля (рис. 1). 2) В первые минуты после выключения лазера наблюдались сравнительно быстрые увеличение интенсивности нового сигнала и уменьшение его резонансного поля. Далее во времени интенсивность сигнала не менялась, а уменьшение резонансного поля замедлялось (рис. 2). 3) На рис. 3 представлены температурные зависимости резонансных полей исходного АФМР и но-

вого сигналов. Видно, что начиная с $T \sim 90\text{K}$ сигналы сливаются. 4) Было исследовано влияние самой мощной и длительной накачки на АФМР в YCrO_3 . Эффекта обнаружено не было. Нет никаких аномалий и при оптической накачке чистого EuAlO_3 и с малой концентрацией примеси Cr [4]. Отсюда следует, что эффект связан с взаимодействием ионов Eu и Cr .

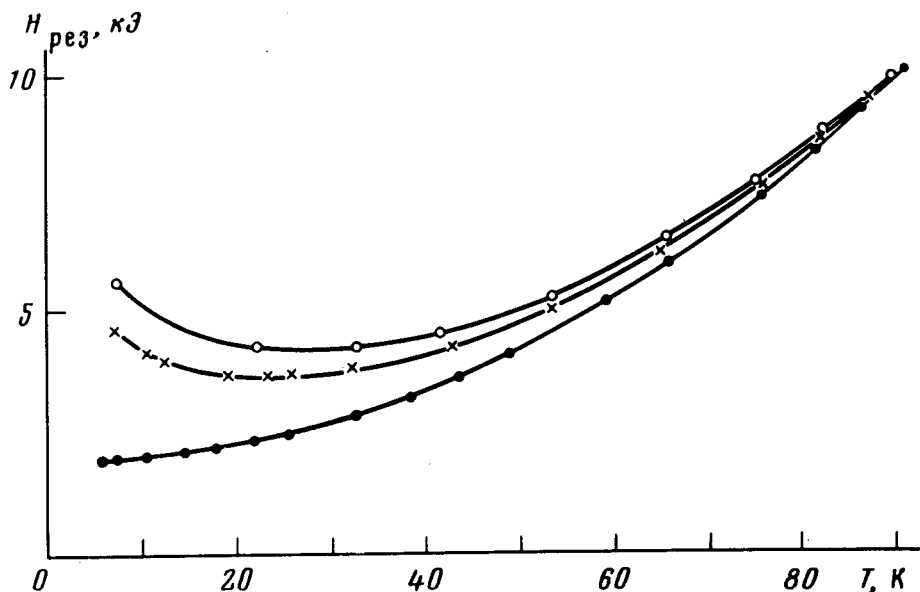


Рис. 3. Температурные зависимости резонансных полей для: ● — исходного АФМР без накачки, ○ — нового сигнала в момент выключения лазера, × — тот же сигнал через час после выключения лазера

В связи с тем, что при релаксации во времени смещается резонансное поле, а не падает интенсивность нового сигнала, можно заключить, что новый сигнал является АФМР Cr -подсистемы, сдвинутым по отношению к исходному. Сдвиг обусловлен эффективным полем, возникающим от взаимодействия ионов Cr -подсистемы с возбужденными ионами Eu^{3+} , обладающими магнитным моментом. Об этом же свидетельствует и температурная зависимость. Действительно, при $T \sim 90\text{K}$ новый сигнал сливается с исходным АФМР, а в области низких температур — зависимость аналогична той, которая наблюдалась в кристаллах с магнитными редкоземельными ионами в основном состоянии [1].

Таким образом, для объяснения экспериментальных данных необходимо допустить существование возбужденных ионов Eu , обладающих магнитным моментом, время жизни которых чрезвычайно велико. Ес-

тественно искать объяснения аномально большого времени жизни в обменном взаимодействии возбужденных ионов Eu с магнитоупорядоченной матрицей, которого не было в основном состоянии этих ионов. В состоянии с магнитным моментом Eu^{3+} поляризует матрицу, что приводит к понижению его энергии, т. е. образуется "магнитный полярон".

Существование порога по мощности и необходимость достаточной длительности накачки наводит на мысль, что долгоживущее состояние является коллективным. Большое время жизни возбужденных состояний можно было бы понять качественно, если предположить, что энергия состояния из N связанных поляронов ниже чем из $N - 1$ связанных поляронов. Действительно, в этом случае переход в основное состояние одного иона Eu^{3+} энергетически невыгоден, а многих одновременно — маловероятен. При этом существование эффекта лишь при достаточно большой мощности накачки объясняется необходимостью одновременного возбуждения нескольких близко расположенных ионов Eu . Как только появился кластер магнитных поляронов, который может прожить время скважности между импульсами, количество поляронов по мере засветки начинает накапливаться, что приводит к сдвигу линии резонанса.

Покажем возможность понижения энергии с ростом числа поляронов исходя из модели, описываемой гамильтонианом

$$\mathcal{H} = N\epsilon + \sum_{ij} a_{ij}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) I_i S_j + \mathcal{H}_s. \quad (1)$$

Здесь N — число возбужденных ионов Eu^{3+} , ϵ — энергия возбужденного иона без учета обмена. Второе слагаемое описывает $3d - 4f$ обмен, где I и S соответственно операторы моментов Eu и Cr . \mathcal{H}_s — гамильтониан хромовой матрицы.

Будем считать, что ионы Eu находятся в самосогласованном поле хромовой матрицы, состояние которой в свою очередь определяется состояниями ионов Eu . Тогда эффективный гамильтониан ионов Eu можно записать в виде

$$\mathcal{H}_{eff} = N\epsilon + \sum_{ij} a(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \langle S_j \rangle I_i - \frac{1}{2} \sum_{ij} b_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) I_i^\alpha I_j^\beta. \quad (2)$$

Здесь $\langle S_j \rangle$ — средний спин ионов Cr .

$$b_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = \frac{v_0}{g^2 \mu^2} \sum_{kl} (a(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k) \chi_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_l) a(\mathbf{r}_l - \mathbf{r}_j)) \quad (3)$$

v_0 — объем, приходящийся на один атом хрома, $\chi_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_l)$ — восприимчивость матрицы хрома.

В нашем случае второй член в (2) отличен от нуля только вследствие слабого ферромагнетизма и мы будем им пренебрегать. Основным в (2) является третье слагаемое, которое описывает эффективный обмен между ионами Eu^{3+} через хромовую матрицу.

Пренебрегая продольной восприимчивостью ϵ_{\parallel} и поперечной анизотропией сводим (2) к гамильтониану $X' - Y$ модели. Мы учтем в этом гамильтониане только самодействие и взаимодействие ближайших соседей. Соответствующие обменные константы $b_0 = 0,46a^2/|A|$, $b_1 = 0,87a^2/|A|$. A — обменная константа ионов Cu^{3+} .

Считая, что возбужденными состояниями E_n являются самые низкие (7F_1)¹⁾ получаем следующие значения энергии основного состояния одного, двух, трех и четырех (квадрата) связанных поляронов: $E_1 = \epsilon - b_0$, $E_2 = 2(\epsilon - b_0) - 2,2b_0$; $E_3 = 3(\epsilon - b_0) - 4,0b_0$; $E_4 = 4(\epsilon - b_0) - 8,0b_0$. Эти значения укладываются в следующую схему: на каждый полярон приходится энергия $(\epsilon - b_0)$, а на каждую связь $(-2b_0)$. Экстраполяция такой закономерности на $N \gg 1$ связанных поляронов дает $E_N = N(\epsilon - 7b_0)$.

Из этих результатов видно, что $E_1 > E_2$ при $\epsilon < 3,2b_0$; $E_2 > E_3$ при $\epsilon < 2,8b_0$; $E_3 > E_4$ при $\epsilon < 5b_0$. Если ϵ соответствует состоянию 7F_1 (300 см^{-1}), а b_0 считать порядка 90К (рис. 3), когда эффект исчезает, то условие $E_3 > E_4$ заведомо выполняется.

Заметим, что при этом $\epsilon < 7b_0$ и при достаточно больших N $E_N < 0$, т. е. состояние из N связанных поляронов является основным состоянием кристалла. Вероятность спонтанного перехода в это состояние чрезвычайно мала, так как требует одновременного возбуждения N ионов Cu^{3+} . Время жизни состояния без поляронов относительно такого перехода порядка $\tau(\hbar^{-1}\tau)^N$ где τ^{-1} — ширина уровня 7F_1 .

Авторы благодарны Г.А.Смоленскому за поддержку работы, А.Г.Аронову, В.Н.Грибову, В.В.Макарову, Э.Б.Сонину за полезные дискуссии.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 января 1980 г.

Литература

- [1] Е.И.Головенциц, В.А.Санина. ЖЭТФ, 69, 1301, 1975.
- [2] К. Tsushima, J. Takemura. S. Osaka. Solid State Comm., 7, 71, 1969.
- [3] Е.И.Головенциц, В.А.Санина. ФТТ, 17, 2837, 1975.
- [4] J.P. Van der Liel. L.G. Van Uitert. Phys. Rev. B., 8, 1889, 1973.

¹⁾ Специально поставленные эксперименты, которые будут изложены в подробной публикации, говорят в пользу того, что действительно долгоживущими являются состояния 7F_1 .