

Влияние линейно поляризованного света на метамагнитный фазовый переход в гранате $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$

В. А. Бедарев, В. И. Гапон, С. Л. Гнатченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: bedarev@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 22 июля 1998 г.

Обнаружено изменение величины поля метамагнитного фазового перехода H_t в гранате $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ вследствие облучения кристалла линейно поляризованным светом. Величина H_t уменьшается при облучении кристалла светом с поляризацией $\mathbf{E} \parallel [110]$ и увеличивается при облучении светом с поляризацией $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$. Различие значений полей перехода для этих двух случаев составило около 100 Э при температуре 7 К, для которой $H_t \approx 31,2$ кЭ в необлученном кристалле. Изменение величины поля метамагнитного фазового перехода связывается с индуцированием светом магнитного момента, величина и направление которого зависят от поляризации индуцирующего излучения.

Виявлено змінення величини поля метамагнітного фазового переходу H_t в гранаті $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ внаслідок опромінювання кристалу лінійно поляризованим світлом. Величина H_t зменшується при опромінюванні кристалу світлом з поляризацією $\mathbf{E} \parallel [110]$ і збільшується при опромінюванні світлом з поляризацією $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$. Різниця значень полів переходу для цих двох випадків складає близько 100 Е при температурі 7 К, для якої $H_t \approx 31,2$ кЕ в неопромінюваному кристалі. Змінення величини поля метамагнітного фазового переходу пов'язується з індукуванням світлом магнітного моменту, величина і напрямок якого залежать від поляризації індукуючого випромінювання.

PACS: 75.30.Kz, 78.20.Ls

Облучение граната $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ линейно поляризованным светом влияет на процесс перемагничивания подрешеток в этом антиферромагнетике (АФМ) [1]. Наблюдаемый эффект объясняется появлением в кристалле под действием света фотоиндуцированного магнитного момента, величина и направление которого зависят от поляризации индуцирующего излучения. Магнитный момент, индуцированный светом, был измерен в $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ с помощью СКВИД магнитометра [2]. Его величина составила около 0,03 Гс при температуре $T = 5$ К.

Изменение магнитного состояния марганецгерманиевого граната (MnGeG) под действием света должно не только проявляться в процессе перемагничивания подрешеток в антиферромагнитном состоянии, но и влиять на метамагнитный (ММ) фазовый переход, наблюдаемый в этом кристалле в магнитном поле [3–5]. Целью данной работы было выявление и изучение воздействия

линейно поляризованного света на метамагнитный фазовый переход в гранате $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$.

Исследуемый образец представлял собой монокристаллическую пластинку толщиной около 130 мкм, вырезанную перпендикулярно тетрагональной оси кристалла [001]. После механической обработки в пластинке возникали поверхностные напряжения, которые устранялись отжигом при температуре 1000 °С в течение 6 ч. Свободная от механических напряжений пластинка MnGeG подвергалась дополнительной термообработке методом, описанным в [6], с целью ее монодоменизации. В результате термообработки в образце убиралась кристаллическая доменная структура, возникающая в MnGeG в процессе ян-теллеровского перехода из кубической в тетрагональную фазу при $T \approx 520$ К [6,7]. Образец помещался на хладопроводе в оптическом гелиевом криостате и находился в вакууме. Температура измерялась термометром сопротивления с точностью 0,1 К. Сверхпроводящий соленоид создавал магнитное

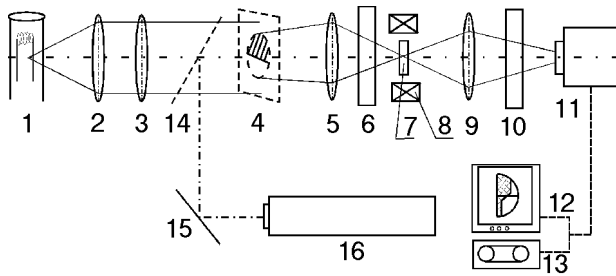


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки для визуального наблюдения доменной структуры: 1 — лампа накаливания; 2, 3, 5 — линзы; 4 — полевая диафрагма; 6 — поляризатор; 7 — образец; 8 — соленоид; 9 — объектив; 10 — анализатор; 11 — телекамера; 12 — монитор; 13 — видеомагнитофон; 14, 15 — зеркала; 16 — гелий-неоновый лазер.

поле, параллельное тетрагональной оси кристалла и направлению распространения света.

Исследования влияния облучения линейно поляризованным светом на ММ фазовый переход первого рода в MnGeG проводились путем измерений полевых зависимостей угла вращения плоскости поляризации света, а также визуального наблюдения двухфазной доменной структуры, образующейся при фазовом переходе. Оптическая схема экспериментальной установки для визуального наблюдения двухфазной доменной структуры представлена на рис. 1. Свет лампы накаливания 1, пройдя через поляризатор 6, попадал на образец 7, изображение которого строилось с помощью объектива 9 на фотокатод телекамеры 11 и выводилось на монитор 12 или фиксировалось видеомагнитофоном 13. Свет лампы накаливания ослаблялся фильтрами. Его интенсивность не превышала $0,01 \text{ Вт/см}^2$ и не влияла на магнитное состояние исследуемого кристалла. Наблюдавшаяся в окрестности ММ фазового перехода в MnGeG двухфазная доменная структура имела слабый контраст между доменами АФМ и ММ состояний. Поэтому для усиления контраста изображения проводилась его компьютерная обработка. Для облучения образца использовался гелий-неоновый лазер 16 с длиной волны $\lambda = 633 \text{ нм}$ и мощностью около $0,1 \text{ Вт/см}^2$. При этом в оптическую схему установки вводились поворотные зеркала 14 и 15, а также полевая диафрагма 4 определенной формы, которая позволяла локально освещать выбранный участок. Изображение диафрагмы на образце создавалось линзой 5. Описанная установка позволяла визуально наблюдать и записывать на пленку процесс перехода MnGeG из АФМ в ММ состояние в

необлученном и облученном светом гелий-неонового лазера образце.

Для измерения полевых зависимостей плоскости поляризации света применялась модуляционная методика с модуляцией света по плоскости поляризации и синхронным детектированием. В качестве источника света при этих измерениях использовался гелий-неоновый лазер ($\lambda = 633 \text{ нм}$). Чтобы измерительный пучок света не влиял на магнитное состояние кристалла, плотность потока измерительного света, как и в случае визуального наблюдения двухфазной доменной структуры, уменьшалась до $0,01 \text{ Вт/см}^2$, тогда как для облучения образца использовался гелий-неоновый лазер мощностью около $0,1 \text{ Вт/см}^2$.

При распространении индуцирующего света в антиферромагнитном гранате $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ вдоль тетрагональной оси $z \parallel [001]$ наводился магнитный момент \mathbf{m}^{ph} , параллельный этой оси, а его величина и направление определялись соотношением

$$m_z^{\text{ph}} = A \cos 2\varphi + B \sin 2\varphi, \quad (1)$$

где φ — угол между плоскостью поляризации света и направлением $[100]$ в кристалле; A и B — константы [1]. Согласно (1), m_z^{ph} имеет противоположные знаки для поляризаций индуцирующего излучения $\mathbf{E} \parallel [110]$ и $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$. Поэтому можно ожидать, что облучение кристалла светом с такими поляризациями будет по-разному влиять на ММ переход. Для проверки этого предположения проводился следующий эксперимент. Вначале в образце создавалось однородное антиферромагнитное состояние введением магнитного поля, достаточного для намагничивания. Как известно [8], для монодоменизации антиферромагнетика, имеющего коллинеарные домены, кроме продольной компоненты поля H_z , необходимо наличие компонент H_x и H_y . В эксперименте эти компоненты поля присутствовали вследствие неточной ориентации \mathbf{H} вдоль тетрагональной оси кристалла. По оценкам, отклонение направления поля от тетрагональной оси составляло около 3° . При таких условиях для монодоменизации исследуемого образца необходимо приложить внешнее поле $H \approx 20 \text{ кЭ}$ ($H_z \approx 20 \text{ кЭ}$, H_x и $H_y \approx 1 \text{ кЭ}$) [1]. Именно такая величина внешнего магнитного поля была необходима для монодоменизации образца в нашем эксперименте. Контроль за процессом намагничивания кристалла осуществлялся визуально.

После завершения процесса монодоменизации и выключения магнитного поля верхняя половина кристалла облучалась лазерным светом с поляри-

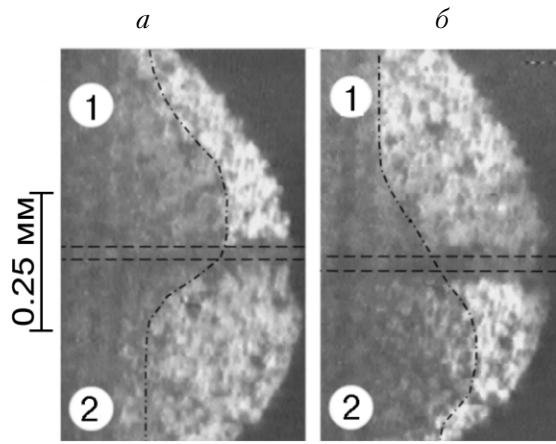


Рис. 2. Двухфазная доменная структура, образующаяся в пластинке граната $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ при фазовом переходе АФМ—ММ после облучения кристалла линейно поляризованным светом. Штрих-пунктирной линией показана межфазная граница АФМ—ММ: *a* — область 1 пластинки (выше пунктирной линии) облучена светом с поляризацией $\mathbf{E} \parallel [110]$, а область 2 (ниже пунктирной линии) — светом с поляризацией $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$; *b* — область 1 облучена светом с поляризацией $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$, а область 2 — светом с поляризацией $\mathbf{E} \parallel [110]$.

зацией $\mathbf{E} \parallel [110]$, а нижняя — светом с $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$ в течение 5 мин. Затем проводились визуальные наблюдения перехода из антиферромагнитного в метамагнитное состояние. На рис. 2 приведены фотографии двухфазной доменной структуры, образующейся в процессе индуцированного полем фазового перехода в облученном образце. Штрих-пунктирной линией обозначена граница между АФМ и ММ фазами, а двумя пунктирными линиями показана граница раздела между областями кристалла, облученными светом с поляризациями $\mathbf{E} \parallel [110]$ и $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$ (область между пунктирными линиями соответствует неточности установки полевой диафрагмы при засветке вначале одной части образца светом с $\mathbf{E} \parallel [110]$, а затем другой части образца светом с $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$). Как видно на рис. 2, *a*, в верхней части образца переход АФМ—ММ происходит раньше, чем в нижней. Чтобы убедиться, что различие в полях перехода в верхней и нижней частях образца вызвано световым облучением, а не случайными факторами (внутренними механическими напряжениями, температурным градиентом и т.д.), во второй части эксперимента верхняя часть образца облучалась светом с поляризацией $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$, а нижняя — светом с $\mathbf{E} \parallel [110]$. В этом случае наблюдался обратный эффект, а именно, переход АФМ—ММ задерживался в верхней части образца (рис. 2, *b*). Таким образом, проведенные визуальные наблюдения позволяют сделать вывод,

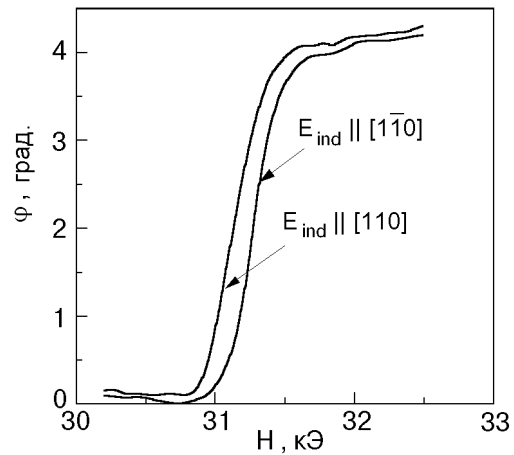


Рис. 3. Полевые зависимости вращения плоскости поляризации света, измеренные на участке образца $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ диаметром около 100 мкм, который предварительно облучался линейно поляризованным светом с поляризацией $\mathbf{E} \parallel [110]$ или поляризацией $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$. Температура образца $T = 7$ К.

что свет с поляризацией $\mathbf{E} \parallel [110]$ стимулирует фазовый переход из АФМ в ММ состояние в гранате $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, тогда как свет с поляризацией $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$ его задерживает.

Для определения величины фотоиндуцированного смещения поля фазового перехода ΔH_t изучали полевые зависимости вращения плоскости поляризации света $\varphi(H)$, приведенные на рис. 3. Эти зависимости измерялись на одном и том же участке образца диаметром около 100 мкм, облученном вначале светом с поляризацией $\mathbf{E} \parallel [110]$, а затем светом с поляризацией $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$. В обоих случаях интенсивность и длительность светового облучения были одинаковыми. Метамагнитному фазовому переходу первого рода соответствует скачок на кривой $\varphi(H)$. Как видно на рис. 3, разница в полях перехода $2\Delta H_t = H_{t2} - H_{t1}$ для случаев облучения кристалла светом с поляризациями $\mathbf{E} \parallel [110]$ и $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$ составляет около 100 Э при температуре образца $T = 7$ К, т.е. $\Delta H_t \approx 50$ Э. Поле ММ фазового перехода в исследованной области образца до его облучения, определенное по положению средней точки участка резкого изменения угла вращения на зависимости $\varphi(H)$, $H_t \approx 31,2$ кЭ, что близко к значению $(H_{t1} + H_{t2})/2$.

Используя значение фотоиндуцированного магнитного момента, полученное в [2], можно оценить величину смещения поля метамагнитного фазового перехода ΔH_t в MnGeG , вызванное облучением линейно поляризованным светом. С этой целью энергию магнетика в поле представим в виде разложения по степеням H [9]:

$$E = E_0 - m_i^0 H_i - \chi_{ij} H_i H_j + \dots, \quad (2)$$

где E_0 — энергия магнетика в отсутствие магнитного поля: \mathbf{m}^0 — спонтанный магнитный момент; χ_{ij} — магнитная восприимчивость. Индуцирование светом магнитного момента приведет к изменению энергии магнетика на величину $\mathbf{m}^{\text{ph}} \mathbf{H}$. С учетом этой добавки, ограничиваясь в разложении по H членом второго порядка, выражение (2) для энергии магнетика перепишем в виде

$$E = E_0 - m_i^0 H_i - \chi_{ij} H_i H_j - m_i^{\text{ph}} H_i. \quad (3)$$

Как отмечалось выше, линейно поляризованный свет индуцирует магнитный момент в АФМ состоянии. Что же касается ММ состояния, то, по данным измерений линейного двупреломления [10,11] и линейного дихроизма [11], линейный магнитооптический эффект (ЛМОЭ) в MnGeG в этом состоянии не наблюдается. Если ЛМОЭ в ММ состоянии отсутствует, то в этом состоянии отсутствует и фотоиндуцированный магнитный момент, поскольку эффект наведения линейно поляризованным светом \mathbf{m}^{ph} в MnGeG является обратным ЛМОЭ [1]. Полагая $m^{\text{ph}} = 0$ в ММ состоянии и учитывая отсутствие спонтанного магнитного момента в АФМ состоянии, из условия равенства энергий АФМ и ММ состояний в точке фазового перехода можно записать следующие уравнения для случаев облучения кристалла светом с поляризациями $\mathbf{E} \parallel [110]$ и $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$:

$$E_0^A - \chi_A H_{t1}^2 + m_z^{\text{ph}} H_{t1} = E_0^M - m_z^0 H_{t1} - \chi_M H_{t1}^2, \quad (4)$$

$$E_0^A - \chi_A H_{t2}^2 - m_z^{\text{ph}} H_{t2} = E_0^M - m_z^0 H_{t2} - \chi_M H_{t2}^2. \quad (5)$$

В уравнениях (4) и (5) обозначения A и M относятся соответственно к АФМ и ММ фазам, а m_z^0 — спонтанная намагниченность в ММ состоянии. При написании этих уравнений учтено, что m_z^{ph} в соответствии с (1) имеет противоположные знаки в случаях $\mathbf{E} \parallel [110]$ и $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$. Решая систему уравнений (4) и (5), находим выражение для фотоиндуцированного смещения поля метамагнитного фазового перехода:

$$\Delta H_t = m_z^{\text{ph}} / [2(\chi_M - \chi_A) + m_z^0 / H_t]. \quad (6)$$

При выводе выражения (6) учитывалось, что $H_t = (H_{t1} + H_{t2})/2$. Подставляя в (6) значение

m_z^{ph} , полученное в [2], а также $\chi_M - \chi_A$ и m_z^0 из работ [3,5], находим $\Delta H_t \approx 15$ Э. Отметим, что m_z^0 определялось экстраполяцией линейной полевой зависимости намагниченности в ММ состоянии к $H = 0$. Рассчитанное значение ΔH_t в несколько раз меньше измеренного. Однако, учитывая, что в [2] m^{ph} измерялся для направления распространения света и магнитного поля вдоль $[100]$ оси кристалла, а также большие погрешности при определении $\chi_M - \chi_A$ и m_z^0 в полидоменных образцах [3,5], согласие экспериментально полученной величины ΔH_t и значения, оцененного из (6), можно считать вполне удовлетворительным.

Таким образом, проведенные исследования показали, что линейно поляризованный свет вызывает изменение величины поля метамагнитного фазового перехода в гранате $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$. Значение поля перехода может возрастать или уменьшаться по сравнению с H_t в необлученном кристалле в зависимости от поляризации индуцирующего света.

Авторы выражают благодарность сотруднику Лаборатории физики твердого тела ИЦНИ Франции Д. М. Девину (Dr. J.-M. Desvignes, CNRS, Laboratoire de Physique des Solides, Meudon-Bellevue, France) за предоставление монокристаллов марганец-германиевого граната. Работа частично поддержана грантом INTAS № 97-0366.

1. Н. Ф. Харченко, В. А. Бедарев, *ФНТ* **19**, 52 (1993).
2. S. L. Gnatchenko, N. F. Kharchenko, M. Baran, and R. Szymczack, *Abstracts of the ICM'97*, Australia, M3-9 (1997).
3. З. А. Казей, Б. В. Миль, В. И. Соколов, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 338 (1980).
4. З. А. Казей, Н. П. Колмакова, Д. И. Сирота, В. И. Соколов, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 240 (1983).
5. D. Esteve, R. Plumier, P. Feldmann, and H. Le Gall, *Phys. Status Solidi* **A57**, K83 (1980).
6. С. Л. Гнатченко, В. В. Еременко, С. В. Софронеев, Н. Ф. Харченко, Д.-М. Девин, П. Фельдман, А. Ле Галль, *ЖЭТФ* **90**, 179 (1986).
7. W. Graeff, J. Kub, and K. Wieteska, *Phys. Status Solidi* **A126**, 477 (1991).
8. А. В. Бибик, Н. Ф. Харченко, С. В. Петров, *ФНТ* **15**, 1280 (1989).
9. G. Gorodetsky, B. Sharon, and S. Shtrikman, *Solid State Communs.* **5**, 739 (1967).
10. V. V. Eremenko, S. L. Gnatchenko, N. F. Kharchenko, S. V. Sofroneev, J.-M. Desvignes, P. Feldmann, and H. Le Gall, *Acta Physica Polonica* **A68**, 419 (1985).
11. Н. Ф. Харченко, В. В. Еременко, С. Л. Гнатченко, А. А. Мильнер, С. В. Софронеев, *ФНТ* **11**, 215 (1985).

Effect of linearly polarized light on
metamagnetic phase transition in
 $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ garnet

V. A. Bedarev, V. I. Gapon, and S. L. Gnatchenko

It has been found that the field H_t of metamagnetic phase transition in $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ garnet changes when the crystal is illuminated with linearly

polarized light. The value of H_t decreases under illumination with the light polarization $\mathbf{E} \parallel [110]$ and it increases in the case of the light polarization $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$. The difference in the transition fields in these two cases was about 100 Oe at temperature $T = 7$ K when $H_t \approx 31,2$ kOe in an unexposed crystal. The change of the field of the metamagnetic phase transition is attributed to the light induction of the magnetic moment whose value and direction depend on polarization of induced light.