

## Температурное поведение магнитооптических явлений в редкоземельном магнитном полупроводнике $\gamma$ -Dy<sub>2</sub>S<sub>3</sub>

© Б.Б. Кричевцов, Х.-Ю. Вебер\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Университет Дортмунда,  
44221 Дортмунд, Германия

(Поступила в Редакцию 9 июня 2004 г.)

В области прозрачности кубического (класс симметрии  $T_d$ ) магнитного полупроводника  $\gamma$ -Dy<sub>2</sub>S<sub>3</sub> на длине волны  $\lambda = 633$  nm в диапазоне температур  $\Delta T = 25$ –294 K исследованы температурные зависимости линейного по магнитному полю  $\mathbf{B}$  эффекта Фарадея (ЭФ), невязанного линейного двупреломления света (НД), связанного с проявлением магнитоиндуцированной пространственной дисперсии, и квадратичного по магнитному полю  $\mathbf{B}$  эффекта Коттона–Мутона (ЭКМ). При понижении температуры величина ЭФ и двух основных компонент НД,  $\alpha_{001}$  и  $\alpha_{011}$ , возрастает пропорционально магнитной восприимчивости  $\chi$ . Такое поведение свидетельствует о том, что величина этих явлений определяется магнитным моментом иона Dy<sup>3+</sup>  $\mathbf{m}$ , наведенным магнитным полем  $\mathbf{B}$ . Компонента ЭКМ  $\beta_{001}$  ( $\mathbf{k} \parallel [1\bar{1}0]$ ,  $\mathbf{B} \parallel [001]$ ) возрастает пропорционально квадрату магнитной восприимчивости  $\chi^2$ , т.е.  $\beta_{001} \sim \mathbf{m}^2$ . В отличие от этого компонента  $\beta_{111}$  ( $\mathbf{k} \parallel [1\bar{1}0]$ ,  $\mathbf{B} \parallel [111]$ ) имеет более слабую температурную зависимость, что свидетельствует о проявлении в  $\beta_{111}$  ЭКМ микроскопических механизмов, отличных от  $\beta_{001}$ .

Работа выполнена при поддержке программы РФФИ–DFG (проект N 02-02-04003).

В последние годы большой интерес вызывает изучение полупроводниковых материалов с большой шириной запрещенной зоны  $E_g$ . К ним, в частности, относятся полупроводники редких земель  $\gamma$ -Ln<sub>2</sub>S<sub>3</sub> — магнитные полупроводники с шириной запрещенной зоны  $E_g \approx 3$  eV [1]. Они кристаллизуются в нецентросимметричной кубической решетке (класс  $T_d$ ) и обладают рядом свойств, обусловленных отсутствием в них центра инверсии. Так, в кристаллах семейства  $\gamma$ -Ln<sub>2</sub>S<sub>3</sub> наблюдался большой по величине электрооптический эффект [2], фотогальванический эффект [3], пьезоэлектрический эффект [4] и др. Присутствие в структуре редкоземельных (РЗ) ионов определяет магнитные свойства и относительно большую величину магнитооптических явлений. Например, эффект Фарадея (ЭФ) в области прозрачности некоторых полупроводниковых сульфидов достигает величины  $\approx 10^3$  °/смТ [5].

Недавно в полупроводниках редких земель было обнаружено магнитное линейное двупреломление света (МЛД) [6]. В отличие от кристаллов, обладающих центром инверсии, МЛД в  $\gamma$ -Ln<sub>2</sub>S<sub>3</sub> определяется не только квадратичным по магнитному полю  $\mathbf{B}$  эффектом Коттона–Мутона (ЭКМ), но и линейным по магнитному полю  $\mathbf{B}$  невязанным двупреломлением (НД). Природа последнего обусловлена проявлением магнитоиндуцированной пространственной дисперсии и непосредственно связана с отсутствием центра инверсии в кристаллической структуре [7].

В отличие от ЭФ ЭКМ и НД в кубическом кристалле анизотропны и для описания этих явлений необходимо определить величину ЭКМ и НД по крайней мере при двух различных направлениях магнитного поля  $\mathbf{B}$  относительно кристаллографических осей. Как показали исследования МЛД в области прозрачности

$\gamma$ -Dy<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, основные компоненты ЭКМ,  $\beta_{001}$  ( $\mathbf{k} \parallel [110]$ ,  $\mathbf{B} \parallel [001]$ ) и  $\beta_{111}$  ( $\mathbf{k} \parallel [110]$ ,  $\mathbf{B} \parallel [111]$ ), имеют разный знак и характеризуются различной дисперсией [8]. Энергия эффективного осциллятора  $E_{\text{эф}}$ , определяющего дисперсию  $\beta_{001}(E)$ , имеет величину  $E_{\text{эф}} \approx 3.4$  eV, что примерно на 0.6 eV выше края фундаментального поглощения. Компонента  $\beta_{111}$  слабо зависит от энергии фотона  $E$  и не показывает резонансного увеличения с ростом  $E$  в области энергий  $\Delta E = 1.5$ –2.5 eV. Различное спектральное поведение в  $\gamma$ -Dy<sub>2</sub>S<sub>3</sub> имеют и основные компоненты НД —  $\alpha_{001}$  ( $\mathbf{k} \parallel [1\bar{1}0]$ ,  $\mathbf{B} \parallel [001]$ ) и  $\alpha_{011}$  ( $\mathbf{k} \parallel [1\bar{1}0]$ ,  $\mathbf{B} \parallel [011]$ ). Если  $\alpha_{011}$ , как и  $\beta_{001}$ , резонансно увеличивается с энергией фотона  $E$  и определяется переходами с энергией  $E \approx 3.4$  eV, то  $\alpha_{001}$  аналогично  $\beta_{111}$  слабо зависит от  $E$ . Различие в спектральном поведении компонент МЛД свидетельствует о том, что они определяются электронными переходами с различной энергией. Энергия переходов, ответственных за компоненты ЭКМ ( $\beta_{111}$ ) и НД ( $\alpha_{001}$ ) должна быть значительно больше ( $E \gg 3.4$  eV), чем для  $\beta_{001}$  и  $\alpha_{011}$ . Однозначная интерпретация переходов, определяющих магнитооптические свойства в полупроводниках, в настоящее время отсутствует. Тем не менее, можно предполагать, что электронные переходы, ответственные за магнитооптические явления в  $\gamma$ -Dy<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, происходят из основного состояния иона Dy<sup>3+</sup> (<sup>6</sup>H<sub>15/2</sub>) и их поведение во многом определяется расщеплением этого состояния в магнитном поле. В связи с этим представляется важным определение связи между величиной линейных и квадратичных магнитооптических явлений в  $\gamma$ -Dy<sub>2</sub>S<sub>3</sub> и магнитным моментом  $\mathbf{m}$  редкоземельной подрешетки, индуцированным внешним магнитным полем. Последний, как известно, определяется заселенностью уровней основного состояния РЗ иона в магнитном поле. Та-

кая связь может быть получена при сравнении температурных зависимостей магнитооптических явлений и магнитной восприимчивости. Насколько нам известно, до настоящего времени изучение магнитооптических свойств в  $\gamma\text{-Ln}_2\text{S}_3$  ограничивалось исследованием их спектрального поведения при фиксированных температурах. Поэтому цель настоящей работы — изучение температурных зависимостей линейных по магнитному полю (ЭФ, НД) и квадратичных (ЭКМ) магнитооптических явлений в  $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$  и сравнение их с температурным поведением магнитной восприимчивости.

## 1. Методика измерений и образцы

Исследования ЭФ и МЛД проводились с помощью поляризметрической методики, описанной в [9], на длине волны света  $\lambda = 633 \text{ nm}$ . Экспериментально измерялись изменения поворота плоскости поляризации  $\xi$  (в случае ЭФ) или эллиптичности  $\varphi$  (в случае МЛД) света, вызванные приложением к кристаллу внешнего магнитного поля  $\mathbf{V}$ . При измерениях МЛД использовалась поперечная геометрия эксперимента  $\mathbf{k} \perp \mathbf{V}$ . Максимальная величина магнитного поля  $\mathbf{V}$ , создаваемая электромагнитом, составляла  $\pm 0.5 \text{ T}$ . Угловые зависимости ЭКМ и НД измерялись при температуре  $T = 294 \text{ K}$  в геометриях  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{V}$  и  $\mathbf{E}45\mathbf{V}$  [8,9] при изменении азимута образца  $\theta$  ( $\theta$  — угол между направлением магнитного поля  $\mathbf{V}$  и кристаллографической осью типа [001]) в диапазоне  $0\text{--}360^\circ$  с точностью  $\sim 0.1^\circ$ . Для разделения четного по магнитному полю ЭКМ и нечетного НД при заданном значении угла  $\theta$  измерялись величины  $\varphi$  при  $\mathbf{V} = 0$  ( $\varphi_0$ ) и при  $\mathbf{V} = \pm 0.5 \text{ T}$  ( $\varphi_{\pm}$ ). Величина ЭКМ ( $\beta$ ) и НД ( $\alpha$ ) определялась по формулам

$$\beta = \frac{\varphi_+ + \varphi_- - 2\varphi_0}{2dB^2}, \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{\varphi_+ - \varphi_-}{2dB}, \quad (2)$$

где  $d$  — толщина образца. Величина  $\varphi_0$  обусловлена присутствием в кристаллах не зависящего от магнитного поля спонтанного двупреломления, связанного с внутренними напряжениями и дефектами.

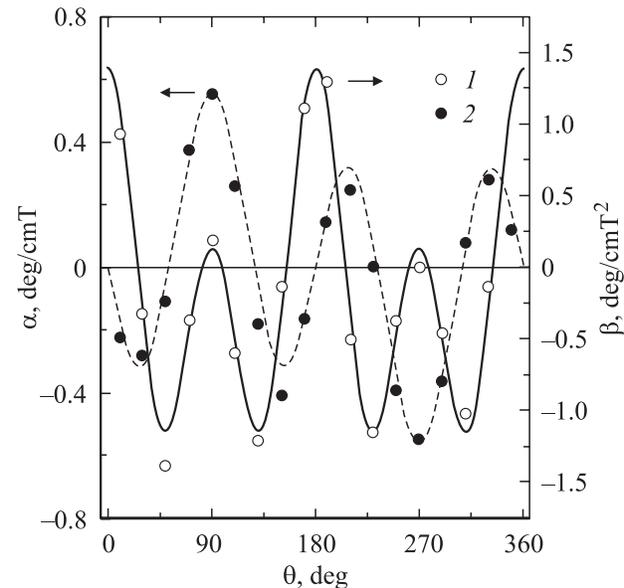
Температурные исследования проводились в оптическом криостате с замкнутым циклом в интервале температур  $\Delta T = 25\text{--}294 \text{ K}$  при стабилизации температуры не хуже  $\sim 0.5 \text{ K}$ . Кристалл располагался в вакуумном объеме на охлаждаемом держателе. ЭКМ измерялся при  $\mathbf{V} \parallel [001]$  ( $\theta = 0$ ) и  $\mathbf{V} \parallel [111]$  ( $\theta = 55^\circ$ ) в геометрии  $\mathbf{E}45\mathbf{V}$ , а НД — при  $\mathbf{V} \parallel [001]$  в геометрии  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{V}$  ( $\alpha_{001}$ ) и при  $\mathbf{V} \parallel [110]$  в геометрии  $\mathbf{E}45\mathbf{V}$  ( $\alpha_{110}$ ). Точность ориентации кристаллографических осей относительно магнитного поля  $\Delta\theta$  была не хуже  $5^\circ$ . Для исключения ЭФ, который может проявляться из-за неточности в ориентации магнитного поля  $\mathbf{V}$  перпендикулярно направлению  $\mathbf{k}$ , перед измерениями МЛД проводилась юстировка магнита. Для этого из оптической схемы убиралась

четвертьволновая пластинка и магнит поворачивался таким образом, чтобы приложение магнитного поля не вызывало поворотов плоскости поляризации. Чувствительность измерений поворотов плоскости поляризации составляла  $\sim 10''$ .

Образцы  $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$  представляли собой плоскопараллельные полированные пластинки, вырезанные в плоскости (110), размером  $\sim 3 \times 3 \times 1 \text{ mm}$ . Ориентация образцов проводилась рентгенографическим методом. Точность ориентации составляла  $\sim 3^\circ$ . Величина спонтанного двупреломления кристаллов, связанного с внутренними напряжениями и присутствием дефектов, не превышала  $\Delta n = 10^{-6}$ . Присутствие такого двупреломления не влияло на величину измеряемого МЛД и ЭФ [6]. При измерениях температурных зависимостей ЭФ магнитное поле  $\mathbf{V} = \pm 0.01 \text{ T}$  прикладывалось вдоль направления распространения света  $\mathbf{k}$ . Магнит располагался внутри криостата, что позволяло исключить проявление ЭФ от окон криостата. Параметр Верде  $V [^\circ/\text{cmT}]$ , характеризующий величину ЭФ, определялся по формуле  $V = (\xi_+ - \xi_-)/dB$ .

## 2. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены типичные угловые зависимости ЭКМ ( $\beta$ ) и НД ( $\alpha$ ) в  $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$  в плоскости типа (110), измеренные в геометрии  $\mathbf{E}45\mathbf{V}$ . Зависимость квадратичного по магнитному полю ЭКМ  $\beta(\theta)$  в этой плоскости описывается комбинацией гармоник 0-го, 2-го и 4-го порядков  $\beta(\theta) = a_1 + b_1 \cos 2\theta + c_1 \cos 4\theta$ . Анизотропия нечетного по  $\mathbf{V}$  НД описывается гармониками



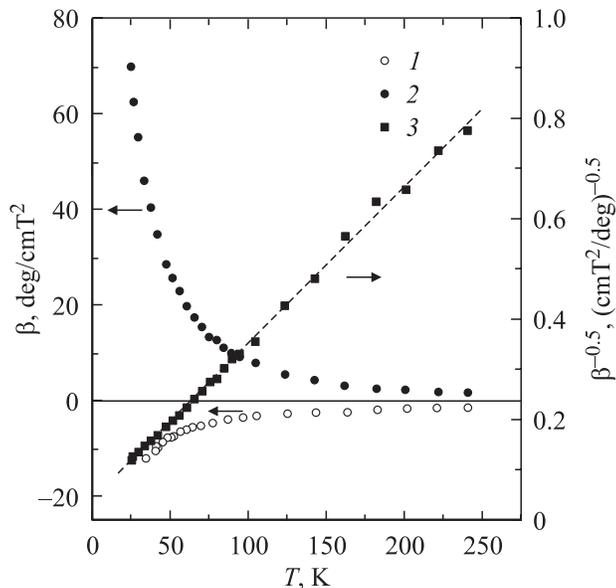
**Рис. 1.** Угловые зависимости ЭКМ ( $\beta$ ) — 1 и НД ( $\alpha$ ) — 2 в  $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$  в плоскости (110) при  $\lambda = 633 \text{ nm}$ , измеренные в геометрии  $\mathbf{E}45\mathbf{V}$ . Сплошной линией показан расчет ЭКМ по формуле  $\beta(\theta) = a_1 + b_1 \cos 2\theta + c_1 \cos 4\theta$ . Штриховая линия — расчет НД по формуле  $\alpha(\theta) = a_2 \sin \theta + b_2 \sin 3\theta$ .

1-го и 3-го порядков  $\alpha(\theta) = a_2 \sin \theta + b_2 \sin 3\theta$ . В соответствии с феноменологическим описанием квадратичных магнитооптических явлений в кубическом кристалле класса  $T_d$  компоненты ЭКМ, измеренные в геометрии E45B,  $\beta_{001}$  ( $\mathbf{B} \parallel [001]$ ) и  $\beta_{111}$  ( $\mathbf{B} \parallel [001]$ ), определяются тензором четвертого ранга  $\rho_{ijk1}$ , симметричного по двум парам индексов [10]:  $\beta_{001} = -\pi(1/2)n^3(\rho_{11} - \rho_{12})/\lambda$  и  $\beta_{111} = -\pi n^3 \rho_{44}/\lambda$ . НД в геометрии E45B при  $\mathbf{B} \parallel [011]$  ( $\alpha_{011}$ ) определяется компонентами  $A$  и  $g$  и тензора  $\gamma_{ijk1}$ , описывающего связь между компонентами тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}$ , волновым вектором света  $\mathbf{k}$  и магнитным полем  $\mathbf{B}$  ( $\delta\epsilon_{ij} = \gamma_{ijm1} k_m B_1$ ),  $\alpha_{011} = \pi(3A + 2g)k/4n\lambda$ . В геометрии E  $\parallel \mathbf{B}$  при  $\mathbf{B} \parallel [001]$  НД ( $\alpha_{001}$ ) определяется только компонентой  $g$ :  $\alpha_{001} = \pi g k/n\lambda$  [9]. Компоненты  $\beta_{001}$ ,  $\beta_{111}$ ,  $\alpha_{001}$  и  $\alpha_{011}$  полностью определяют МЛД кубического кристалла, поэтому исследовались температурные зависимости именно этих компонент.

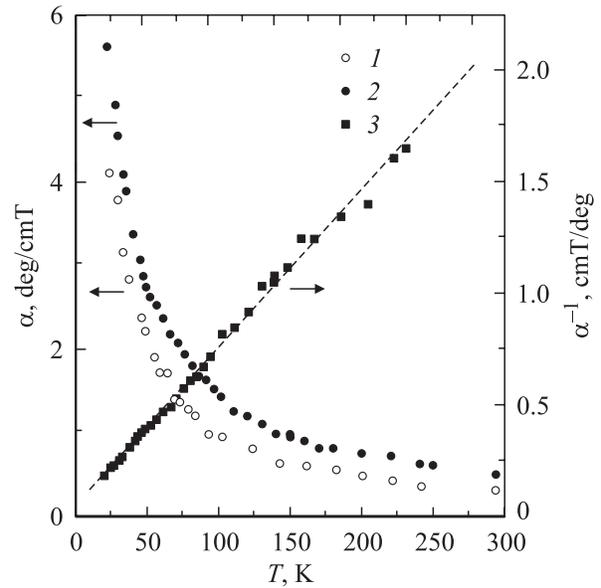
На рис. 2 показаны температурные зависимости компонент ЭКМ  $\beta_{001}$  и  $\beta_{111}$  в  $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$ . При понижении температуры абсолютная величина обеих компонент монотонно увеличивается. При  $T = 25$  К величина  $\beta_{001}$  достигает значений  $\beta \approx 70^\circ/\text{cmT}^2$ , что в 45 раз превышает значение  $\beta_{001}$  при  $T = 294$  К. В отличие от  $\beta_{001}$  компонента  $\beta_{111}$  при понижении температуры увеличивается значительно слабее. При  $T = 25$  К ее величина ( $\beta_{111} \approx -15^\circ/\text{cmT}^2$ ) всего в 15 раз больше, чем при комнатной температуре.

На рис. 3 представлены температурные зависимости НД  $\alpha_{001}(T)$  и  $\alpha_{011}(T)$ . Обе компоненты НД увеличиваются при понижении температуры почти одинаковым образом и их значения при  $T = 25$  К примерно на порядок больше, чем при  $T = 294$  К.

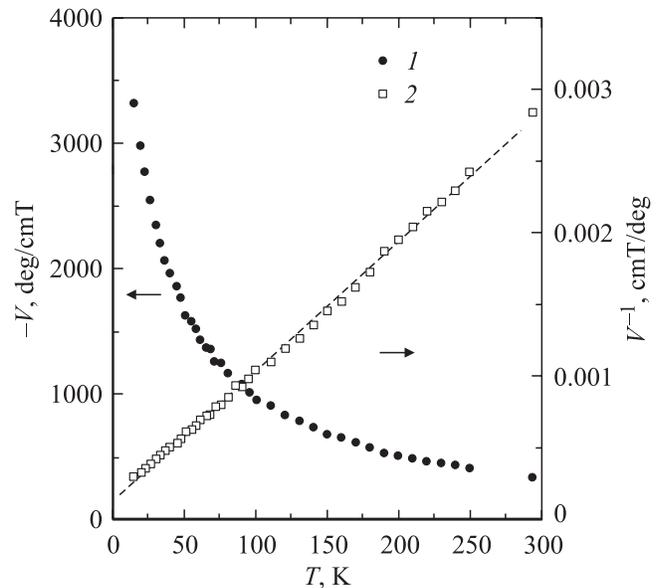
На рис. 4 показана температурная зависимость ЭФ в  $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$ . Зависимость  $V(T)$  аналогична температурной



**Рис. 2.** Температурные зависимости ЭКМ  $\beta_{001}$  (1) и  $\beta_{111}$  (2), 3 — температурная зависимость  $\beta_{001}^{-0.5}$ . Штриховая линия соответствует линейной аппроксимации.



**Рис. 3.** Температурные зависимости НД  $\alpha_{011}$  (геометрия E45B,  $\mathbf{B} \parallel [011]$ ) — 1, и  $\alpha_{001}$  (геометрия E  $\parallel \mathbf{B}$ ,  $\mathbf{B} \parallel [001]$ ) — 2; 3 — температурная зависимость  $\alpha_{011}^{-1}$ . Штриховая линия соответствует линейной аппроксимации.



**Рис. 4.** Температурная зависимость ЭФ  $V$  (1) и величины обратной ЭФ  $V^{-1}$  (2) в  $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$  при  $\lambda = 633$  нм. Штриховая линия соответствует линейной аппроксимации  $V^{-1}(T)$ .

зависимости компонент НД  $\alpha_{001}(T)$  и  $\alpha_{011}(T)$ . Величина ЭФ монотонно увеличивается при уменьшении температуры и достигает значений  $\sim 3000^\circ/\text{cmT}$  при  $T = 25$  К.

Таким образом, понижение температуры приводит к сильному увеличению линейных и квадратичных магнитооптических явлений в  $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$ . Линейные по магнитному полю явления, ЭФ и НД, увеличиваются при понижении температуры одинаково и их величина при  $T = 25$  К примерно на порядок больше, чем при

$T = 294$  К. Компоненты квадратичного по магнитному полю ЭКМ  $\beta_{001}$  и  $\beta_{111}$  имеют различное поведение при понижении температуры. Компонента  $\beta_{001}$  увеличивается почти в два порядка, в то время как  $\beta_{111}$  возрастает только на порядок.

### 3. Обсуждение результатов

Относительно большая величина линейных и квадратичных магнитооптических явлений в полупроводниках редких земель  $\gamma$ -Ln<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, в частности при  $T = 294$  К, связана с присутствием в их структуре трехвалентных РЗ ионов с незаполненной  $4f^N$ -оболочкой, определяющих парамагнетизм этих соединений, а также с особенностями их электронной структуры. В отличие от парамагнитных диэлектриков, содержащих РЗ ионы (например, гранатов-галлатов, гранатов-алюминатов, фосфатных и силикатных стекол), в которых энергия оптических переходов между состояниями  $4f^N \rightarrow 4f^{N-1}5d$  РЗ ионов, ответственных за магнитооптические явления, расположена в области энергий  $E \sim 5-7$  эВ [11], в редкоземельных полупроводниках  $\gamma$ -Ln<sub>2</sub>S<sub>3</sub> энергия оптических переходов существенно меньше ( $E = 3.5-4$  эВ) и ее величина коррелирует с шириной запрещенной зоны  $E_g$  [12]. Парамагнитные свойства  $\gamma$ -Dy<sub>2</sub>S<sub>3</sub> среди кристаллов семейства полупроводников выражены наиболее ярко вследствие большой величины магнитного момента иона Dy<sup>3+</sup> ( $10.6 \mu_B$ ) в основном состоянии ( ${}^6H_{15/2}$ ). В этом семействе  $\gamma$ -Dy<sub>2</sub>S<sub>3</sub> характеризуется также наибольшей силой магнитооптического осциллятора  $B_{\text{eff}}$ , который входит в выражение для дисперсии ЭФ в одноосцилляторной модели:  $V(E) = B_{\text{eff}}E^2/(E_{\text{eff}}^2 - E^2)$  [5].

Температурное поведение магнитооптических явлений в парамагнетиках в области прозрачности при частотах света вдали от резонансов определяется действием различных механизмов. Механизм смешивания и диамагнитный механизм определяют температурно-независимую часть ЭФ, в то время как парамагнитный механизм описывает зависящий от температуры ЭФ [13]. В слабых магнитных полях, т.е. в том случае, когда зависимость  $\mathbf{m}(\mathbf{B})$  является линейной, парамагнитный механизм обеспечивает линейную связь между ЭФ и магнитным моментом  $\mathbf{m}$  редкоземельной подрешетки, наводимым магнитным полем  $\mathbf{B}$

$$V = Am(T)/B = A\chi(T), \quad (3)$$

где  $\chi(T)$  — магнитная восприимчивость,  $A$  — магнитооптическая восприимчивость.

В кристаллах, содержащих РЗ ионы с отличным от нуля орбитальным моментом в основном состоянии, парамагнитный вклад в магнитную восприимчивость редкоземельной подрешетки обычно существенно превосходит диамагнитный и ван флекковский вклады. Температурная зависимость ЭФ в таких кристаллах определяется в основном парамагнитным механизмом,

т.е. температурным поведением магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  [13]. Магнитооптическая восприимчивость  $A$  в выражении (3) определяется энергией оптических переходов, ответственных за ЭФ, матричными элементами типа  $\text{Im}\{d_{ab}d_{ba}\}$ , где  $a$  и  $b$  обозначают основное и возбужденное состояния оптического перехода,  $d_{ab}$  — оператор дипольного момента, и величиной показателя преломления  $n$ . Поскольку в  $\gamma$ -Gd<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, в котором РЗ ион находится в  $S$ -состоянии, и в диамагнитном  $\gamma$ -La<sub>2</sub>S<sub>3</sub> величина НД и ЭКМ при  $T = 294$  К по крайней мере на порядок меньше, чем в  $\gamma$ -Dy<sub>2</sub>S<sub>3</sub> и  $\gamma$ -Pr<sub>2</sub>S<sub>3</sub> [6], можно ожидать, что парамагнитный механизм определяет также температурное поведение линейного по магнитному полю НД в  $\gamma$ -Dy<sub>2</sub>S<sub>3</sub>

$$\alpha = Cm(T)/B = C\chi(T) \quad (4)$$

и квадратичного по магнитному полю ЭКМ

$$\beta = Dm^2(T)/B^2 = D\chi^2(T), \quad (5)$$

где  $C$  и  $D$  — магнито-оптические восприимчивости.

Следует отметить, что выражения (3)–(5) справедливы только в области линейной зависимости  $\mathbf{m}(\mathbf{B})$ , где выполняется условие  $g\mu_B B \ll kT$ , где  $g$  — фактор спектроскопического расщепления основного состояния. Нарушение этого условия может приводить к появлению ЭФ в кубическом кристалле в поперечном магнитном поле  $\mathbf{B}$  из-за анизотропии  $g$ -фактора [14], зависимости величины ЭФ от направления распространения света  $\mathbf{k}$ , нарушению правила четных эффектов в случае ЭКМ, анизотропии магнитной восприимчивости [15], появлению линейной зависимости ЭКМ от магнитного поля [16] и т.д. В диапазоне температур и магнитных полей, исследованных в настоящей работе, условие  $g\mu_B B \ll kT$  выполнялось.

Исследование температурного поведения магнитной восприимчивости  $\gamma$ -Dy<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, проведенное на измельченных монокристаллах, показало, что этот кристалл находится в парамагнитном состоянии вплоть до гелиевых температур ( $T = 4.2$  К) и температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости  $\chi^{-1}$  приближенно описывается линейной функцией температуры  $\chi^{-1} = C_m(T - \theta_m)$ , где  $\theta_m \cong 5$  К [17]. На рис. 3, 4 представлены температурные зависимости обратных значений НД  $\gamma_{001}^{-1}(T)$  и ЭФ  $V^{-1}(T)$  в  $\gamma$ -Dy<sub>2</sub>S<sub>3</sub>. Эти зависимости хорошо описываются линейными функциями от температуры. Данный факт свидетельствует о том, что основной вклад как в ЭФ, так и в НД определяется парамагнитным механизмом. На рис. 2 представлена температурная зависимость квадратного корня из обратной величины ЭКМ —  $\beta_{001}^{-0.5}(T)$ . Зависимость  $\beta_{001}^{-0.5}(T)$  является линейной функцией температуры, т.е. компонента ЭКМ  $\beta_{001}$ , так же как НД и ЭФ, связана с проявлением парамагнитного механизма. Следует отметить, что точки пересечения зависимостей  $V^{-1}(T)$ ,  $\alpha_{001}^{-1}(T)$  и  $\alpha_{011}^{-1}(T)$  с осью абсцисс (рис. 3, 4) сдвинуты в область отрицательных температур на величину

примерно 10 К. Отрицательные значения температуры Кюри  $\theta_m$ , как известно, характерны для антиферромагнетиков, поэтому, несмотря на то что на температурное поведение магнитооптических явлений может оказывать влияние температурная зависимость магнитооптических восприимчивостей  $A$ ,  $C$  и  $D$  и показателя преломления  $n$  вследствие температурного сдвига края зоны  $E_g(T)$ , нельзя исключить возможность перехода  $\gamma$ - $\text{Dy}_2\text{S}_3$  в антиферромагнитное состояние при температурах  $T < 4.2$  К. Отметим, что антиферромагнитное упорядочение при низких температурах ( $T \approx 2.5$  К) наблюдается в диэлектрических кристаллах  $\text{Dy}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  и  $\text{Dy}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ .

Температурное поведение компоненты ЭКМ  $\beta_{111}(T)$  отличается от  $\beta_{001}(T)$ . Если отношение величины ЭКМ к квадрату ЭФ,  $\beta_{001}(T)/V(T)^2 = 9.1 \cdot 10^{-6}$  (см/°), остается постоянным с точностью 10% в температурном диапазоне  $\Delta T = 25-300$  К, то отношение  $\beta_{111}(T)/V(T)^2$  в этом же температурном диапазоне изменяется в несколько раз. Температурная зависимость  $\beta_{111}^{-0.5}(T)$  не описывается линейной функцией температуры, и, следовательно, эта компонента определяется не только парамагнитным механизмом. Возможной причиной отличия температурной зависимости  $\beta_{111}(T)$  от  $m^2(T)$  может быть присутствие небольшого по величине температурно-независимого вклада, обусловленного диамагнитным или ван Флекковским механизмом, или проявление механизма, связанного с совместным действием квадратичного магнитоэлектрического эффекта и эффекта Поккельса [8]. В последнем случае температурная зависимость  $\beta_{111}(T)$  должна определяться произведением магнитоэлектрической восприимчивости второго порядка и линейного электрооптического коэффициента и может отличаться от зависимости  $\beta_{001}(T)$ .

Таким образом, проведенное исследование показало, что компоненты линейного по магнитному полю НД  $\alpha_{001}$  и  $\alpha_{011}$  в  $\gamma$ - $\text{Dy}_2\text{S}_3$  в исследованном диапазоне температур и магнитных полей, так же как и ЭФ, изменяются пропорционально намагниченности редкоземельной подрешетки, т. е. определяются парамагнитным механизмом. Компонента квадратичного по магнитному полю ЭКМ,  $\beta_{001}$ , изменяется пропорционально квадрату намагниченности, а компонента  $\beta_{111}$  имеет более слабую температурную зависимость. Различие спектральных и температурных зависимостей  $\beta_{001}$  и  $\beta_{111}$  позволяет сделать вывод о проявлении различных микроскопических механизмов этих компонент ЭКМ.

## Список литературы

- [1] В.П. Жузе, А.И. Шельх. ФТП **23**, 393 (1990).
- [2] В.П. Жузе, А.А. Камарзин, В.В. Соколов, Т.И. Волконская, И.А. Смирнов, А.И. Шельх. Письма ЖТФ **7**, 1435 (1981).
- [3] Т.М. Батиров, К.А. Верховская, А.А. Камарзин, Ю.Н. Маловицкий, В.И. Лисовайн, В.М. Фридкин. ФТТ **24**, 1313 (1982).
- [4] Т.И. Волконская, А.И. Шельх, А.В. Сотников, В.В. Соколов, Ф.Р. Ахмеджанов. ФТТ **29**, 2, 559 (1987).
- [5] Р. Дагис, Г. Барбонас, Г. Пукинскас. Литов. физ. сб. **28**, 5, 559 (1988).
- [6] Б.Б. Кричевцов. ЖЭТФ **119**, 954 (2001).
- [7] D.L. Portigal, E. Burstein. J. Phys. Chem. Solid. **32**, 1396 (1975).
- [8] Б.Б. Кричевцов, Х.-Ю. Вебер. ФТТ **46**, 488 (2004).
- [9] Б.Б. Кричевцов, Р.В. Писарев, А.А. Ржевский, Х.-Ю. Вебер. ЖЭТФ **114**, 3, 1018 (1998).
- [10] Р.В. Писарев. В кн.: Физика магнитных диэлектриков. Наука, Л. (1974). 454 с.
- [11] А.К. Звездин, В.М. Матвеев, А.А. Мухин, А.И. Попов. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. Наука, М. (1985). 204 с.
- [12] G. Babonas, R. Dagis, G. Pukinskas. Phys. Stat. Sol. (b) **153**, 741 (1989).
- [13] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. Institute of Physics Publishing, Bristol, Philadelphia (1997). 386 p.
- [14] В.М. Запасский. ФТТ **19**, 964 (1977).
- [15] А.К. Звездин, А.И. Попов, Х.И. Туркменов. ФТТ **28**, 1760 (1986).
- [16] Н.Ф. Ведерников, А.К. Звездин, С.В. Копчик, Р.З. Левитин, К.М. Мукимов, А.П. Петров, А.И. Попов, Х.И. Туркменов. Письма в ЖЭТФ **43**, 1, 38 (1986).
- [17] H.L. Beeler, J.V. Gruber. Chem. Phys. **13**, 359 (1976).