

02

Особенности эффекта Фарадея в редкоземельном ортоалюминате DyAlO_3

© У.В. Валиев¹, М.Е. Малышева¹, Ш.А. Рахимов², О.З. Султонов¹¹ Национальный университет Узбекистана,
100174 Ташкент, Узбекистан² Бухарский филиал Ташкентского института инженеров ирригации и механизации сельского хозяйства,
200100 Бухара, Узбекистан

e-mail: uygun_valiev@mail.ru

Поступила в редакцию 03.11.2021 г.

В окончательной редакции 27.02.2022 г.

Принята к публикации 28.02.2022 г.

Исследованы магнитная восприимчивость и эффект Фарадея (ЭФ) монокристаллических образцов DyAlO_3 в температурном интервале 78–300 К вдоль кристаллографической оси „легкого“ намагничивания b ромбического кристалла. Аналогичные исследования проведены в тербиевом ортоалюминате TbAlO_3 . Фарадеевское вращение и естественное двулучепреломление, характерные для кристаллов ромбической сингонии, извлекались из температурных и спектральных зависимостей углов поворота большой оси эллипса поляризации светового излучения Θ , измеренных в диапазоне длин волн 440–750 нм. Линейность зависимости константы Верде V от магнитной восприимчивости χ кристалла DyAlO_3 на длине волны 506 нм позволила рассчитать величину „парамагнитной“ постоянной Верде C_p DyAlO_3 . Выполнено сравнение величин C_p и „эффективных“ частот ω_0 разрешенных переходов, найденных в редкоземельных гранатах RAIG ($R = \text{Tb}^{3+}, \text{Dy}^{3+}$), с аналогичными величинами, определенными в кристаллах AlAlO_3 . Кратко обсуждается вопрос о возможном практическом применении кристаллов AlAlO_3 , исследованных в данной работе.

Ключевые слова: эффект Фарадея, редкоземельный ортоалюминат, естественное двулучепреломление, эллипс поляризации, магнитная восприимчивость, константа Верде.

DOI: 10.21883/OS.2022.06.52637.2892-21

Введение

Редкоземельные (РЗ) ортоалюминаты представляют собой довольно большую группу парамагнитных кристаллов с общей формулой RAlO_3 , где R обозначает трехвалентный ион РЗ элемента (Tb^{3+} , Dy^{3+} и т.п.) или иттрия Y^{3+} . Они кристаллизуются в искаженной структуре перовскита, описываемой пространственной группой $D_{2h}^{16}-P_{bmn}$ [1] с низкой симметрией окружения катиона (C_S) в структуре ортоалюмината. В оптическом отношении большинство кристаллов RAlO_3 являются двухосными кристаллами [2] (так же как и РЗ трифториды RF_3 [3,4]) и при их исследовании возникает проблема изучения линейных магнитооптических эффектов на „фоне“ большого естественного двулучепреломления [5,6]. При этом наличие большого естественного двулучепреломления ($\sim 10^{-2}$) [6,7] весьма осложняет прецизионные оптические измерения, приводя в итоге к появлению сильно осциллирующих зависимостей углов поворота большой оси эллипса поляризации θ светового излучения как от длины волны и температуры, так и от толщины исследуемого кристалла. Было также обнаружено [3,7], что вследствие отсутствия пропорциональности между толщиной орторомбического кристалла l и амплитудой осцилляционной зависимости угла θ сам угол поворота большой оси эллипса поляризации является довольно малым и не превышает по абсо-

лютной величине несколько угловых минут в реально достижимых магнитных полях (~ 10 кОе) в видимой области спектра.

В настоящее время достаточно детально исследованы оптические и магнитооптические характеристики только ограниченного числа РЗ соединений: TbAlO_3 [7,8], DyAlO_3 [9], CeAlO_3 [2,10], CeF_3 [4], TbF_3 [3] и PrF_3 , NdF_3 [11]. Было показано, что кристаллы трифторидов CeF_3 и NdF_3 принадлежат к тригональной структуре типа тисонита (пространственная группа $P-3c1$) [1]. Именно поэтому в этих кристаллах удалось детально исследовать эффект Фарадея (ЭФ) на длинах волн лазерного излучения в диапазоне температур от 4.2 до 300 К во внешнем магнитном поле до 15 кОе, направленном вдоль их оптических осей третьего порядка. В дополнение к этому недавно было обнаружено [2,10], что кристаллы CeAlO_3 при комнатной температуре характеризуются тетрагональной симметрией (пространственная группа $P4/mmm$). Поэтому вышеупомянутые РЗ кристаллы могут быть использованы в практических приложениях для создания магнитооптических элементов (фарадеевских модуляторов, оптических изоляторов и т.п.), но широкому применению в данном случае препятствует относительно малая величина постоянных Верде [12].

Кристаллическая структура ортоалюминатов TbAlO_3 и DyAlO_3 (так же как и трифторидов TbF_3 , HoF_3), при-

надлежащая к ромбической сингонии (пространственная группа $Pnma$) [1], обычно рассматривается как „двухосный кристалл“ с оптическими осями, не совпадающими по направлению ни с одной из кристаллографических осей ромбической структуры (a, b, c). Отмеченное обстоятельство очень затрудняет проведение магнитооптических исследований таких низкосимметричных РЗ кристаллов. Действительно, использование подобных анизотропных материалов в магнитооптических экспериментах обычно осуществляется путем предварительной точной ориентации кристалла вдоль одной из оптических осей. В противном случае в кристаллографических направлениях, не совпадающих с какой-либо из оптических осей, ромбическая симметрия кристалла не позволяет реализовать большой эффект Фарадея (ЭФ) из-за естественного линейного двулучепреломления [5,7]. Ориентация кристалла TbF_3 вдоль одной из его оптических осей была недавно успешно выполнена в [13], где было найдено, что постоянная Верде V_{OA} вдоль этой оси составила $0.463 \text{ min/cm}\cdot\text{Oe}$ на длине волны 632 nm при температуре 300 K . Интересно отметить, что найденная выше постоянная Верде V_{OA} совпадает по величине с постоянной Верде $Tb_3Ga_5O_{12}$, равной $0.46 \text{ min/cm}\cdot\text{Oe}$ на той же длине волны [14]. В то же время постоянная Верде, найденная из измерений ЭФ в кристалле TbF_3 в том же диапазоне длин волн вдоль кристаллографического направления $[100]$ (ось a ромбического кристалла) и равная $0.55 \text{ min/cm}\cdot\text{Oe}$ [7,15], не сильно отличается от постоянной V_{OA} . Из приведенного выше сопоставления следует, что в кристаллах РЗ ортоалюминатов, относящихся к той же сингонии, как и рассматриваемый выше трифторид, и обладающими аналогичными магнитными и магнитооптическими характеристиками, может реализоваться подобная ситуация. В этом случае оценка возможного значения постоянной Верде V_{OA} , важной для практического применения, может быть выполнена на основе магнитооптических измерений, а не трудоемких кристаллооптических и поляризационно-оптических исследований РЗ ортоалюминатов.

Результаты поляризационно-оптических и магнитооптических исследований трифторида тербия [3,13], как и ортоалюмината тербия [7,15], свидетельствуют о том, что кристаллы RF_3 и $RAIO_3$ ($R = Tb^{3+}, Dy^{3+}$ и т.п.) могут быть успешно использованы в практических приложениях вместо применяемых в настоящее время кристаллов тербий-галлиевого граната $Tb_3Ga_5O_{12}$. На первый взгляд, эта замена может быть сопряжена с определенными трудностями, связанными с ориентацией данных низкосимметричных кристаллов вдоль их оптических осей. Но несомненным преимуществом при разработке магнитооптических устройств в данном случае является тот факт, что их постоянные Верде значительно превышают по абсолютной величине постоянную Верде кристаллов $Tb_3Ga_5O_{12}$ [16]. Кроме того, целесообразность подобной замены тербиевого граната-галлата РЗ ортоалюминатами (или трифторидами) диктуется также тем обстоятельством, что в них концентрация РЗ ионов

оказывается наибольшей по сравнению с другими РЗ соединениями. Например, в кристалле TbF_3 концентрация ионов Tb^{3+} является наибольшей и составляет $2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. В кристалле $DyAlO_3$ концентрация ионов Dy^{3+} немногим меньше и составляет $1.94 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, в то время как в кристаллах РЗ гранатов $Tb_3Al_5O_{12}$ и $Dy_3Al_5O_{12}$ концентрации ионов тербия и диспрозия близки и составляют соответственно $1.34 \cdot 10^{22}$ и $12.35 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$.

Целью настоящей работы является детальное исследование ЭФ в ортоалюминате $DyAlO_3$, оценка постоянной Верде V в кристалле $DyAlO_3$, а также сравнение полученных данных с результатами магнитооптических исследований, проведенных в ортоалюминате $TbAlO_3$ [7,15] и РЗ гранатах $Dy_3Al_5O_{12}$ и $Tb_3Al_5O_{12}$ [14].

1. Образцы и методика измерений

Монокристаллы РЗ ортоалюминатов были выращены с использованием метода спонтанной кристаллизации кристаллов из раствора в расплаве в проблемной лаборатории магнетизма МГУ им. М.В. Ломоносова. Ориентация ортоалюмината $DyAlO_3$ вдоль кристаллографического направления $[010]$, так называемой „легкой оси“ намагничивания исследуемого кристалла, могла быть выполнена во внешнем магнитном поле ($\sim 3 \text{ kOe}$) вследствие значительной анизотропии его магнитных свойств относительно кристаллографических осей a, b, c ромбического кристалла. Затем ориентированные образцы шлифовались абразивными порошками до необходимых толщин и полировались с двух сторон алмазными пастами с постепенно утончающимся зерном (до $\sim 1 \mu\text{m}$).

Измерение магнитной восприимчивости χ проводилось на вибрационном магнитометре в температурном интервале $80\text{--}300 \text{ K}$ вдоль кристаллографического направления $[010]$ (оси b) ромбического кристалла $DyAlO_3$. Фарадеевское вращение извлекалось из температурных и спектральных зависимостей углов поворота θ большой оси эллипса поляризации светового излучения, измеренных при перемагничивании магнитоактивного кристалла во внешнем поле H ($\sim 6 \text{ kOe}$) с частотой 72 Hz вдоль направления $[010]$ в диапазоне длин волн $420\text{--}750 \text{ nm}$ и в интервале температур $90\text{--}300 \text{ K}$.

На рис. 1 приведена относительная ориентация плоскостей пропускания поляризационных элементов в экспериментальной установке — поляризатора P , анализатора A и осей ромбического кристалла, реализуемая при измерении угла θ в кристалле $DyAlO_3$. Согласно приведенной на этом рисунке геометрии эксперимента, угол поворота большой оси эллипса поляризации определяется из относительного изменения интенсивности света $\delta = \Delta I/I_0 = \sin 2\theta$, прошедшего систему „поляризатор-образец-анализатор“ во внешнем магнитном поле H . Перемагничивание образца приводит к периодическому изменению угла поворота θ с частотой переменного магнитного поля H . Следовательно, световой поток на

фотоприемнике состоит из двух сигналов: переменного $\Delta I = (I - I_0)$, связанного с поворотом плоскости поляризации света (или поворотом большой оси эллипса поляризации), и постоянного I_0 , интенсивность которого определяется световым потоком, прошедшим через оптическую систему „поляризатор-образец-анализатор“ при $H=0$.

В экспериментах ошибки измерений величин магнитной восприимчивости не превышали $\sim 2-3\%$, углов фарадеевского вращения $3-5\%$. Погрешность установки осей исследуемого кристалла была не больше $2-3^\circ$.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Как было показано ранее в [5,6], угол поворота большой оси эллипса поляризации θ в кристалле ромбической сингонии связан с недиагональной компонентой тензора диэлектрической проницаемости кристалла ϵ_{xy} следующим соотношением:

$$\text{tg } 2\theta = \sin \chi \sin \Phi = \frac{\epsilon_{xy}}{\bar{n}\Delta n} \sin \frac{2\pi\Delta n l}{\lambda}, \quad (1)$$

где $\bar{n} \approx (n_{xx} + n_{yy})/2$ — средний показатель преломления кристалла, l — его толщина, λ — длина волны света в вакууме, $\Delta n = n_{xx} - n_{yy}$ — величина естественного кристаллографического двулучепреломления. Из формулы (1) следует, что зависимости угла θ как от длины волны, так и от толщины кристалла имеют осциллирующий вид, причем амплитуда осцилляций пропорциональна ϵ_{xy} , а их период — величине естественного двулучепреломления Δn [3,6,7,14].

Наглядным примером поведения оптических свойств РЗ ортоалюмината во внешнем магнитном поле служит приведенная на рис. 2 спектральная зависимость [3] угла поворота большой оси эллипса поляризации θ светового излучения, записанная в интервале длин волн 430–720 nm при температуре 300 К вдоль „легкой“ оси a кристалла TbAlO₃. Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость от длины волны λ фазового фактора $\sin \Phi = \sin \frac{2\pi\Delta n l}{\lambda}$, рассчитанная при значении параметра $\Delta n = 1.5 \cdot 10^{-2}$ и толщине кристалла $l = 1.45 \cdot 10^{-2}$ cm. Данное сравнение показывает, что рассчитанная зависимость фазового фактора вполне адекватно (хотя и с некоторыми отличиями в длинноволновой части спектра) описывает зависимость от длины волны угла поворота θ большой оси эллипса поляризации в ортоалюминате тербия.

Обработка результатов измерений угла поворота θ с целью восстановления спектральной зависимости постоянной Верде V в TbAlO₃ (для данной температуры T) проводилась следующим образом: вначале определялась зависимость от длины волны двулучепреломления Δn в рассматриваемой области спектра. Для этого было

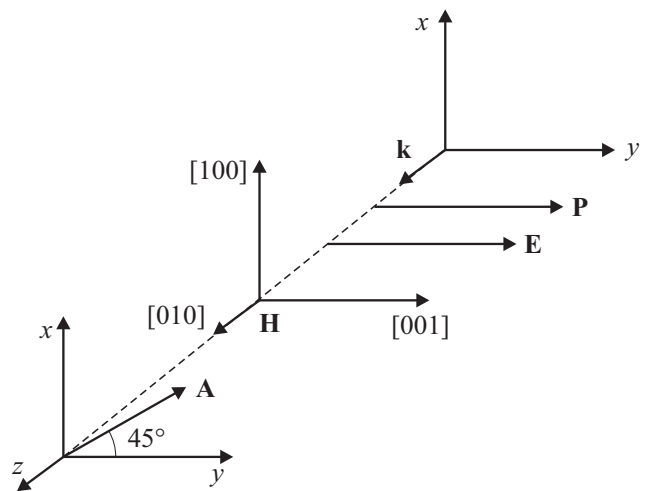


Рис. 1. На рисунке [100], [010] и [001] — индексы Миллера осей ромбического кристалла a, b, c соответственно; P, A — ориентация плоскостей пропускания поляризатора и анализатора соответственно; k — волновой вектор линейно поляризованной волны, лежащий в плоскости yz световой волны E ; H — магнитное поле, параллельное кристаллографическому направлению [010] кристалла.

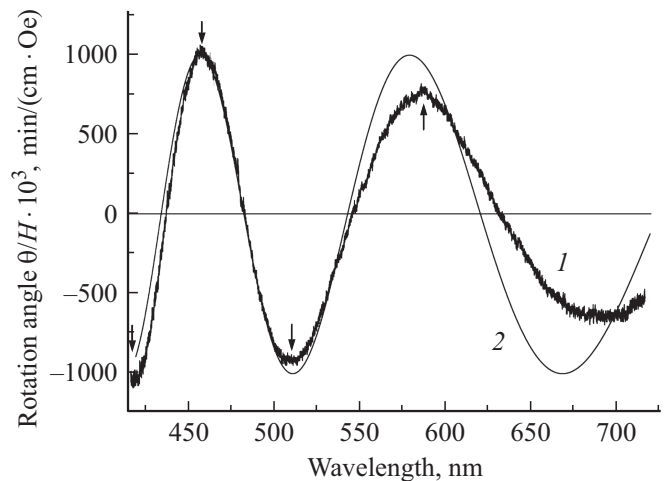


Рис. 2. Спектральная зависимость величины θ/H в TbAlO₃ (1), записанная при ориентации внешнего магнитного поля ($H = 7$ kOe) вдоль кристаллографической оси [100] ромбического кристалла толщиной $l = 0.0145$ cm [3]. На рисунке также приведена рассчитанная зависимость от длины волны (2) фазового фактора $\sin \Phi$.

необходимо учесть, что фазовый сдвиг между близлежащими экстремумами спектральной зависимости угла θ — положительным и отрицательным максимумами — составляет π радиан для длин волн λ_1 и λ_2 соответственно (на рис. 2 эти экстремумы обозначены стрелками). Тогда из формулы (1) можно получить, что:

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = \pi = 2\pi\Delta n l \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)$$

или

$$\Delta n = \frac{\lambda_2 \lambda_1}{2l(\lambda_2 - \lambda_1)}. \quad (2)$$

где l — толщина кристалла, λ_1 и λ_2 — длины волн экстремумов спектральной зависимости угла θ . Расчет величин Δn , выполненный по формуле (2) с использованием данных рис. 2, показал, что они монотонно возрастают от $\Delta n = 0.013$ в длинноволновой части спектра до 0.016 в коротковолновой части, что указывает на достаточно заметную дисперсию естественного двулучепреломления для рассматриваемого кристалла.

Далее воспользуемся тем обстоятельством, что угол удельного фарадеевского вращения α_F/l (т.е. угол вращения плоскости поляризации света, рассчитанный на единицу длины образца) непосредственно связан с недиагональной компонентой тензора диэлектрической проницаемости среды ϵ_{xy} следующим хорошо известным соотношением [17]:

$$\frac{\alpha_F}{l} = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\epsilon_{xy}}{\bar{n}}. \quad (3)$$

Комбинируя формулы (1) и (3), а также учитывая, что выражение для угла фарадеевского вращения может быть записано так же как $\alpha_F = V l H$, где V — постоянная Верде, нетрудно получить окончательное выражение для постоянной Верде ортоалюмината в виде соотношения

$$V = 2 \left(\frac{\theta}{H} \right) \frac{\pi}{\lambda} \Delta n, \quad (4)$$

позволяющего провести восстановление постоянной Верде исследуемого ортоалюмината при определенной температуре и длине волны. В итоге получаем, что в ортоалюминате тербия постоянная Верде, измеренная на длине волны 632 nm вдоль „легкой“ оси а ромбического кристалла, равна 0.9 min/cm·Oe при $T = 300$ К. Например, при расчете постоянной Верде TbAlO₃ на длине волны $\lambda = 632$ nm (рис. 2) по формуле (4) используется среднее значение величины

$$\left(\frac{\bar{\theta}}{H} \right) = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{|\theta|}{H} \right)_{\lambda_1} + \left(\frac{|\theta|}{H} \right)_{\lambda_2} \right],$$

где λ_1 и λ_2 — длины волн соответствующих близлежащих экстремумов (положительного и отрицательного) спектральной зависимости величины (θ/H) и среднее значение параметра двулучепреломления $\Delta n = 1.3 \cdot 10^{-2}$ для рассматриваемого интервала длин волн. В итоге получаем, что в ортоалюминате тербия постоянная Верде, измеренная на длине волны 632 nm вдоль „легкой“ оси а ромбического кристалла, равна 0.9 min/cm·Oe при $T = 300$ К, что почти в два раза превышает постоянную Верде тербиевого граната-галлата [14].

Восстанавливая аналогично предыдущему из спектральных зависимостей углов θ (рис. 3), измеренных

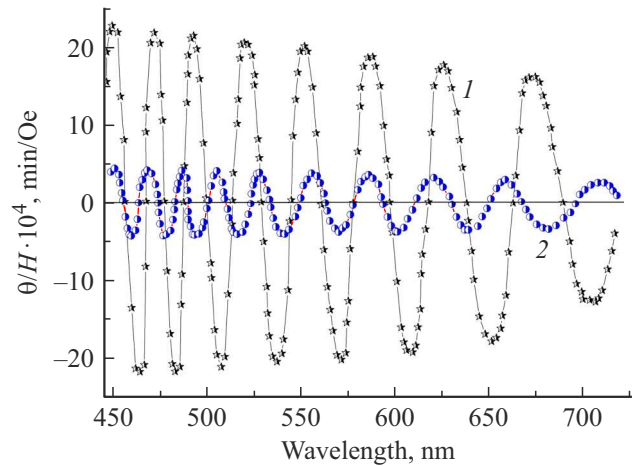


Рис. 3. Спектральные зависимости величины θ/H , измеренные при $T = 90$ (1) и 300 К (2) вдоль оси b ромбического кристалла DyAlO₃ толщиной $l = 0.42$ см.

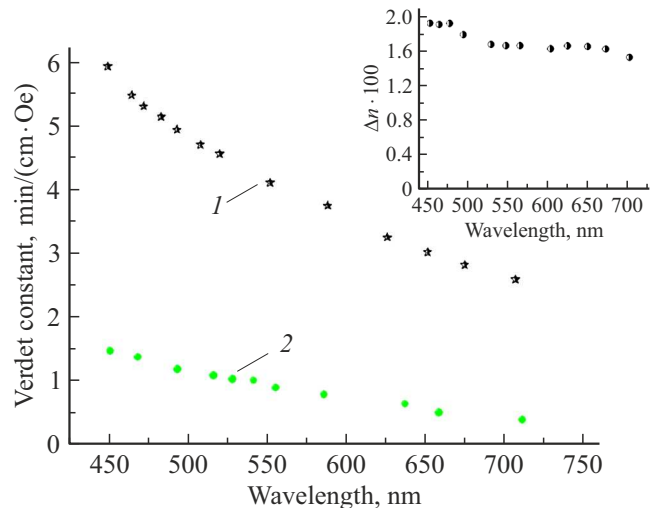


Рис. 4. Спектральные зависимости постоянной Верде ортоалюмината DyAlO₃, измеренные при $T = 90$ К (1) и 300 К (2) вдоль оси b ромбического кристалла. На вставке: спектральная зависимость величины Δn , найденная при $T = 90$ К.

вдоль „легкой“ оси b ромбического кристалла при $T = 90$ и 300 К, аналогичные зависимости для углов фарадеевского вращения, нетрудно найти спектральные зависимости постоянных Верде V и двулучепреломления Δn ортоалюмината DyAlO₃ (рис. 4). Из приведенных на этом рисунке экспериментальных данных следует, что с уменьшением длины волны наблюдается монотонное возрастание величин Δn при $T = 90$ К (вставка к рис. 4).

Также было обнаружено (рис. 5), что при понижении температуры образца период осцилляций угла θ уменьшается вследствие слабо возрастающего с понижением температуры естественного кристаллографического

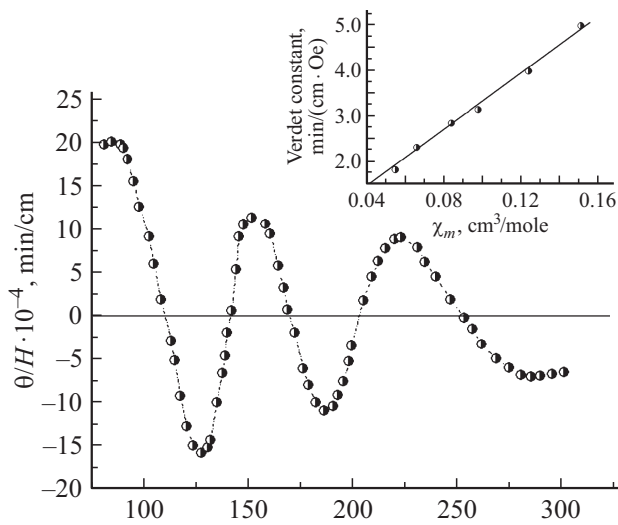


Рис. 5. Температурные зависимости величины θ/H , измеренные вдоль оси b в $DyAlO_3$ на длине волны 510 nm. На вставке: восстановленная на данной длине волны зависимость постоянной Верде V $DyAlO_3$ от молярной магнитной восприимчивости χ , измеренной вдоль оси b орторомбического кристалла.

двулучепреломления¹. При этом отчетливо видно, что амплитуда осциллирующего угла θ резко возрастает, что соответствует, согласно формуле (1), росту угла удельного фарадеевского вращения, непосредственно связанного с недиагональной компонентой тензора диэлектрической проницаемости среды ϵ_{xy} формулой (3).

Из детального рассмотрения приведенных выше экспериментальных данных сразу следует отметить, что постоянная Верде V , измеренная вдоль „легкой“ оси b ромбического кристалла $DyAlO_3$ на длине волны 632 nm при $T = 300$ K, составляет 0.662 min/cm.Oe, т.е. почти в 1.5 раза превышает постоянную Верде тербиевого граната-галлата. Особый интерес представляют достаточно резкие зависимости постоянной Верде $DyAlO_3$ от длины волны и температуры, приведенные на рис. 4. Они, на наш взгляд, свидетельствуют о значительном вкладе в ЭФ кристалла ортоалюмината диспрозия так называемого „парамагнитного“ механизма магнитооптической активности (МОА), зависимость от частоты которого описывается частотным фактором $\omega^2/\omega_0^2 - \omega^2$ [14–19]. Поэтому полагая, что в ЭФ рассматриваемого РЗ соединения существенную роль играет „парамагнитный“ механизм МОА (C -член ЭФ [18,19]) из частотной зависимости обратной постоянной Верде

¹ При измерении температурных зависимостей углов поворота θ в интервале температур 90–300 K (рис. 5) для некоторых длин волн (в том числе для $\lambda = 506$ nm) из спектрального диапазона 400–750 nm длины волн выбирались из условия совпадения положения экстремумов углов θ при $T = 90$ и 300 K. При расчете температурной зависимости постоянной Верде по формуле (4) на выбранных длинах волн используются средние значения величин $\Delta n = (\Delta n_{90} + \Delta n_{300})/2$ как для положительного, так и для отрицательного экстремумов угла θ на данной длине волны.

Параметры C и λ_0 РЗ ионов Tb^{3+} и Dy^{3+} в кристаллах гранатов и ортоалюминатов

РЗ соединение	λ_0 , nm	$C \times 10^3$, min/cm.Oe
$TbAlO_3$ [7,8,15]	192 ± 3	5.5 ± 0.2
$Tb_3Al_5O_{12}$ [14]	264 ± 2	4.0 ± 0.05
$DyAlO_3$ [настоящая работа]	190 ± 5	6.8 ± 0.3
$Dy_3Al_5O_{12}$ [14]	210 ± 3	3.78 ± 0.04

$1/V \sim (\omega_0^2 - \omega^2/\omega^2)$, измеренной при $T = 90$ K, нетрудно определить так называемую „эффективную“ частоту разрешенных оптических переходов в ионах Dy^{3+} . Она оказалась равной $\omega_0 = 99 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda_0 = 190$ nm). С другой стороны, учитывая ярко выраженную температурную зависимость наблюдаемого магнитооптического эффекта в $DyAlO_3$, можно построить зависимость постоянной Верде V от магнитной восприимчивости χ (вставка к рис. 5) для длины волны 506 nm, измеренную при направлении внешнего поля H вдоль оси b диспрозиевого ортоалюмината. Из детального рассмотрения рис. 5 следует, что в пределах экспериментальной погрешности данная зависимость оказывается линейной, что позволяет с учетом частотной зависимости ЭФ в $DyAlO_3$ представить выражение для константы Верде V в следующем виде:

$$V = (C_p \chi + D) \frac{\omega_2}{(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (5)$$

где V — константа Верде, ω — световая частота, C_p — так называемая „парамагнитная“ постоянная Верде [7,15,19], D — вклад „смешивания“ основного и возбужденного мультиплетов РЗ иона Dy^{3+} во внешнем магнитном поле [15,18,19]. Анализ экспериментальных данных, приведенных на рис. 3, с использованием формулы (4) показал, что вклад „смешивания“ D оказывается довольно малым, и в дальнейшем рассмотрении его можно не учитывать. В таблице выполнено сопоставление величин C_p и ω_0 , найденных из измерений ЭФ как в РЗ ортоалюминатах $DyAlO_3$ и $TbAlO_3$ [7,15], так и в РЗ гранатах $Dy_3Al_5O_{12}$ и $TbAl_5O_{12}$ [14].

Из сравнения „эффективных“ частот ω_0 (а точнее, длин волн λ_0), найденных в РЗ ортоалюминатах, с аналогичными данными, полученными в РЗ гранатах [14], видно, что в структуре $RAlO_3$ длины волн разрешенных переходов сдвигаются в коротковолновую область спектра (< 200 nm) по сравнению с РЗ гранатами. Кроме того, согласно [19,20], „парамагнитные“ постоянные Верде C_p РЗ соединений прямо пропорциональны силам осцилляторов разрешенных переходов f и обратно пропорциональны частотам ω_0 .

Величины произведений $C_p \omega_0$, с одной стороны, позволяют оценить различия сил осцилляторов ионов Tb^{3+} и Dy^{3+} в одном и том же кристаллическом окружении. С другой — оценить возможное изменение параметра f одного и того же иона, вызванное понижением

симметрии кристаллического окружения от D_2 (гранат) к C_s (ортоалюминат). Проведенные оценки демонстрируют почти двукратное возрастание сил осцилляторов рассматриваемых выше РЗ ионов в структуре ортоалюмината по сравнению с гранатом. При этом соотношение величин f ионов Dy^{3+} и Tb^{3+} остается приблизительно одним и тем же (~ 1.2) как в кристаллах ортоалюминатов, так и в гранатах. Подобные сильные вариации в найденных силах осцилляторов f рассматриваемых РЗ ионов обусловлены не кажущимися изменениями радиальных интегралов $\langle 4f/r/5d \rangle$, квадратам которых они пропорциональны [20], а связаны именно с приближенным характером рассмотрения „парамагнитного“ вклада в Φ_3 , игнорирующим вклады других микроскопических механизмов МОА (диамагнитного [17,18], „смешивания“ возбужденных состояний во внешнем поле H [18]) в магнитооптику ионов Dy^{3+} и Tb^{3+} в кристаллах $RAIO_3$.

Заключение

Измерены спектральные и температурные зависимости ЭФ в ортоалюминате диспрозия $DyAlO_3$, дополненные измерениями зависимости от температуры его магнитной восприимчивости. Полученная константа Верде V , измеренная вдоль „легкой“ оси b ромбического кристалла $DyAlO_3$ на длине волны 632 нм при $T = 300$ К, составила $0.662 \text{ min/cm}\cdot\text{Oe}$, что почти в 1.5 раза превышает постоянную Верде $Tb_3Ga_5O_{12}$, равную $0.46 \text{ min/cm}\cdot\text{Oe}$ на той же длине волны. Обнаружено, что в ЭФ $TbAlO_3$ и $DyAlO_3$ существенную роль играет „парамагнитный“ механизм МОА. Установлено, что учет вклада данного механизма ЭФ в магнитооптику РЗ ионов Dy^{3+} и Tb^{3+} в кристаллах ортоалюминатов при игнорировании вкладов других механизмов МОА [17,18] экспериментально проявляется как в сдвиге длин волн разрешенных переходов в коротковолновую область спектра ($< 200 \text{ nm}$), так и в почти двукратном возрастании сил осцилляторов этих переходов по сравнению с гранатом.

Благодарности

Выражаем благодарность А.И. Попову и V. Nekvasil за полезное обсуждение результатов данной работы.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства инноваций Республики Узбекистан (грант FZ-202009143).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Geller, V.B. Bala. *Acta Cryst.*, **9**, 1019 (1956).
- [2] Feiyun Guo, Qiyuan Li, Huaimin Zhang, Xiongsheng Yang, Zhen Tao, Xin Chen, Jianzhong Chen. *Crystals* (MDPI), **9**, 245 (2019).
- [3] U.V. Valiev, D.N. Karimov, G.W. Burdick, R. Rakhimov, V. Penovich, D. Fu. *J. Appl. Phys.*, **121**, 243105 (2017).
- [4] Kenta Nakagawa, Toru Asahi. *Sci. Rep.*, **9**, 18453 (2019).
- [5] P.B. Писарев. *Физика магнитных диэлектриков* (Наука, Ленинград, 1974).
- [6] М.В. Четкин, Ю.И. Щербаков. *ФТТ*, **11** (6), 1620 (1969).
- [7] U.V. Valiev, A.A. Uzokov, S.A. Rakhimov, J.B. Gruber, K.L. Nash, D.K. Sardar, G.W. Burdick. *J. Appl. Phys.*, **104**, 073903 (2008).
- [8] В. Валиев, М.М. Лукина, К.С. Саидов. *ФТТ*, **41** (11), 2047 (1999).
- [9] У.В. Валиев, Д.Р. Джураев, Е.Е. Малышев, К.С. Саидов. *Опт. и спектр.*, **86** (5), 789 (1999).
- [10] P. Arhipov, S. Tkachenko, I. Gerasymov, O. Sidletskiy, K. Hubenko, S. Vasyukov, N. Shiran, V. Baumer, P. Mateychenko, A. Fedorchenko, Y. Zorenko, Y. Zhydachevskii, Kh. Lebbou, M. Korjik. *J. Cryst. Growth*, **430**, 116 (2015).
- [11] J. Picard, H. Le Gall, C. Leycuras, P. Feldmann. *C.R. Acad. Sci. Paris, Ser. B*, **288**, 221 (1979).
- [12] A.V. Starobor, E.A. Mironov, O.V. Palashov. *Opt. Lett.*, **44**, 1297 (2019).
- [13] A.V. Starobor, E.A. Mironov, O.V. Palashov, A.G. Savelyev, D.N. Karimov. *Laser Phys. Lett.*, **18**, 115801 (2021).
- [14] K.M. Mukimov, B. Yu. Sokolov, U.V. Valiev. *Phys. Stat. Sol. A*, **119**, 307 (1990).
- [15] У.В. Валиев, А.А. Ключков, М.М. Лукина, М.М. Турганов. *Опт. и спектр.*, **63** (3), 543 (1987).
- [16] D. Vojna, O. Slezák, A. Lucianetti, T. Mocek. *Appl. Sci.*, **9**, 3160 (2019).
- [17] A.K. Zvezdin, A.V. Kotov. *Modern Magneto-Optics and Magneto-optical Materials* (IOP Publishing, Bristol/Philadelphia, 1997).
- [18] У.В. Валиев, А.К. Звездин, Г.С. Кринчик, Р.З. Левитин, К.М. Мукимов, А.И. Попов. *ЖЭТФ*, **85** (7), 311 (1983).
- [19] У.В. Валиев, А.И. Попов, Б.Ю. Соколов. *Опт. и спектр.*, **61** (5), 1141 (1986).
- [20] P.W.Y. Lung. *J. Phys. C.*, **4**, 820 (1971).