

О природе эффекта Фарадея в редкоземельном ортоалюминате TbAlO₃

© У.В. Валиев, М.М. Лукина, К.С. Саидов

Ташкентский государственный университет,
700095 Ташкент, Узбекистан

E-mail: valiev@phys.silk.org

(Поступила в окончательном виде 29 апреля 1999 г.)

Экспериментально исследованы магнитная восприимчивость χ , спектры поглощения и люминесценции, спектральная зависимость постоянной Верде V вдоль различных кристаллографических осей ромбического кристалла TbAlO₃ в интервале температур 78–300 К. Обнаружено, что в отличие от магнитной восприимчивости χ , измеренной вдоль оси [110] кристалла TbAlO₃, постоянная Верде V меняется обратно пропорционально температуре в указанном интервале T . Показано, что подобная температурная зависимость постоянной Верде, измеренной вдоль оси [110], связана с отсутствием вклада ван-флековского механизма "смешивания" (во внешнем поле H) состояний редкоземельного иона Tb³⁺ в фарадеевское вращение. Из сопоставления данных оптических и магнитных измерений определены волновые функции и величины штарковских интервалов между нижайшими штарковскими подуровнями основного мультиплета ⁷F₆ иона Tb³⁺ в структуре ортоалюмината TbAlO₃.

Хорошо известно, что взаимодействие с кристаллическим полем (КП) симметрии C_5 приводит к сильной анизотропии магнитного момента редкоземельного (РЗ) иона Tb³⁺ в структуре ортоалюмината TbAlO₃ (пространственная группа D_{2h}^{16}), особенно при низких температурах T [1,2]. Существенный вклад в эту анизотропию вносит составляющая магнитного момента РЗ-подрешетки, связанная с ван-флековским вкладом в намагниченность [1]. Этот вклад, обусловленный "примешиванием" возбужденных состояний к основному при наложении внешнего магнитного поля H , становится весьма заметным в области высоких температур ($T \geq 100$ К) и сравнимым по величине со средним магнитным моментом РЗ-иона [2]. Поэтому при исследовании эффекта Фарадея (ЭФ) в TbAlO₃ наряду с "парамагнитным" механизмом фарадеевского вращения (C -член ЭФ [3,4]), обусловленным различной заселенностью нижайших штарковских подуровней основного мультиплета (и, следовательно, пропорционального среднему магнитному моменту иона), необходимо учитывать вклад механизма "смешивания" основного и возбужденных состояний магнитоактивного иона (B -член ЭФ [3,4]) в результирующий ЭФ. Однако для корректного сопоставления вкладов различных механизмов магнитооптической активности (МОА) необходима детальная информация об энергетическом спектре и симметрии волновых функций электронных состояний РЗ-иона Tb³⁺ в структуре ортоалюмината. Поэтому в данном случае большую актуальность приобретает изучение поляризационно-оптических, магнитных и магнитооптических явлений, чувствительных к особенностям электронной структуры РЗ-ионов в низкосимметричных кристаллах.

В настоящей работе исследованы магнитная восприимчивость χ , ЭФ, спектры поглощения и люминесценции на монокристаллических образцах TbAlO₃, выращенных из раствора в расплаве. Измерение магнитной восприим-

чивости χ проводилось на вибрационном магнитометре в температурном интервале 80–300 К вдоль кристаллографических направлений [110] и [001] (ось c) ромбического кристалла TbAlO₃. Спектры поглощения и люминесценции измерялись в линейно-поляризованном свете в области полосы поглощения ⁷F₆ → ⁵D₄ (20 000–20 700 см⁻¹) при $T = 77$ и 300 К со спектральным разрешением не хуже 1–2 см⁻¹ при исследовании оптического поглощения и 10–15 см⁻¹ — для спектров вторичного свечения. Поляризационно-оптические эксперименты проводились при распространении света вдоль направлений [010] (ось b) и [001] (ось c) кристалла TbAlO₃. Фарадеевское вращение вычислялось из температурных и спектральных зависимостей углов поворота большой оси эллипса поляризации светового излучения Θ , измеренных при перемещении вдоль оси [110] магнитоактивного кристалла в диапазоне длин волн 440–750 nm и интервале температур 90–300 К. Во всех экспериментах ошибки измерений величин магнитной восприимчивости χ не превышали $\sim 2 - 3\%$, углов фарадеевского вращения $\sim 5 - 7\%$. Точность установки осей кристалла была не хуже $\sim 2 - 3\%$.

1. Экспериментальные результаты и их обсуждение

1.1. Восприимчивость TbAlO₃. На рис. 1 приведены температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости TbAlO₃ для кристаллографических направлений [110] и [001], а также даны для сравнения результаты магнитных измерений из работы [2]. Из рис. 1 хорошо видно, что температурная зависимость величины $\chi_{[110]}$ весьма неплохо (в пределах ошибки измерений) согласуется с данными [2], в то время как для восприимчивости χ_c соответствие с ними имеет более качественный характер в исследованном интервале температур.

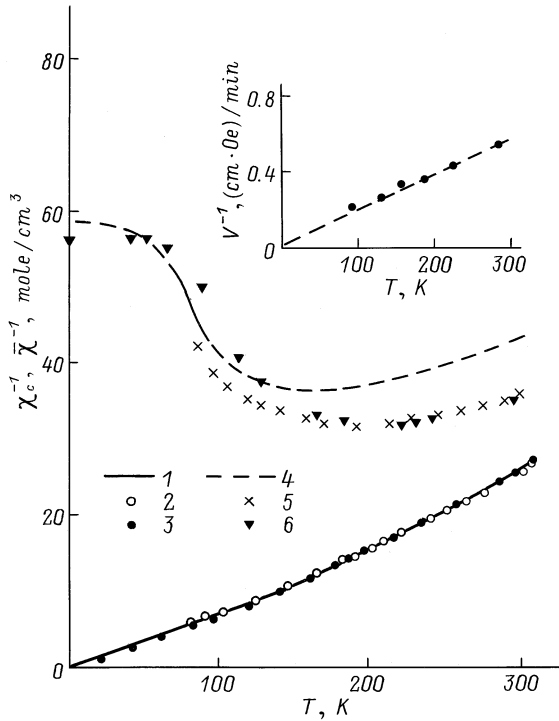


Рис. 1. Температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости $1/\chi$, измеренной вдоль осей $[110]$ и $[001]$ ромбического кристалла $TbAlO_3$: 1 — расчет $\chi_{[110]}^{-1}$ по формуле (3); 2 — $\chi_{[110]}^{-1}$, экспериментальные данные настоящей работы; 3 — $\bar{\chi}^{-1}$, где $\bar{\chi} = \frac{\chi_a + \chi_b}{2}$ (χ_a и χ_b — значения χ вдоль осей a и b по данным [2]); 4 — расчет χ_c^{-1} по формуле (2); 5, 6 — χ_c^{-1} , экспериментальные данные настоящей работы и [2] соответственно. На вставке — зависимости обратной постоянной Верде $1/V$ от температуры T . Постоянная Верде V определена на длине волны $\lambda = 506$ nm для кристаллографического направления $[110]$.

На рис. 1 при низких температурах ($T \leq 100$ K) максимальная магнитная восприимчивость $TbAlO_3$ наблюдается в плоскости ab , а восприимчивость вдоль оси c (χ_c) существенно меньше $\chi_{[110]}$ и стремится с понижением температуры к постоянному пределу, свидетельствующему о ее ван-флековском происхождении (согласно данным [2]). С другой стороны, несмотря на резкое уменьшение величины восприимчивости $\chi_{[110]}$ с возрастанием температуры, анизотропный характер магнитной восприимчивости $TbAlO_3$ сохраняется и в области высоких температур (рис. 1). Как установлено в [1], подобное поведение магнитной восприимчивости $TbAlO_3$ (особенно при низких T [2,5]) свидетельствует о том, что основным состоянием иона Tb^{3+} в КП является квазидублет, образованный двумя близко расположенными штарковскими синглетами (величина "щели" ≤ 10 cm $^{-1}$), волновые функции которых принадлежат к различным неприводимым представлениям точечной группы C_S (A и B) [1]. Поэтому ион Tb^{3+} в $TbAlO_3$ при низких температурах рассматривается как "изинговский"

с осью анизотропии — "изинговской" осью, лежащей в плоскости ab под углом $\alpha \approx \pm 36^\circ$ к оси a кристалла (знаки (\pm) относятся к двум кристаллографически неэквивалентным позициям, различающимся ориентацией локальных осей). В этой области температур восприимчивость $TbAlO_3$, измеренная вдоль оси $[110]$, может быть представлена, согласно [2], в следующем виде:

$$\begin{aligned} \chi_{[110]} &= \frac{1}{2} (\chi_0^{(0)} + \chi_{V-F}^{(0)}) \\ &= \frac{1}{2} \frac{N\mu_B^2}{k} \left[\frac{81}{T + \Theta_p} + \frac{13.5k}{\Delta_1} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где N — число РЗ-ионов; μ_B — магнетон Бора; k — постоянная Больцмана; $\Theta_p \approx 5$ K — парамагнитная температура Кюри, обусловленная $R^{3+} - R^{3+}$ -взаимодействием; $\Delta_1 \approx 200$ cm $^{-1}$ — энергетический интервал между "смешивающимися" состояниями РЗ-иона Tb^{3+} [2]. В формуле (1) вклад $\chi_0^{(0)}$ — восприимчивость вдоль "изинговской" оси (продольная восприимчивость), соответствующая магнитному моменту, параллельному оси анизотропии: $\mu_0 \approx 9\mu_B$ [2], слагаемое $\chi_{V-F}^{(0)}$ — ван-флековский вклад при низких T .¹ Если выбрать "изинговскую" ось в качестве оси z — локальной системы координат РЗ-иона (находящегося в одной из неэквивалентных позиций), а ось y — параллельной оси c кристалла, то волновые функции основного квазидублета, соответствующие максимальному магнитному моменту иона Tb^{3+} ($\mu_0 \approx 9\mu_B$), запишутся в локальных осях

$$\begin{aligned} |A\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|6, +6\rangle + |6, -6\rangle), \\ |B\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|6, +6\rangle - |6, -6\rangle). \end{aligned}$$

В то же время величину ван-флековской поправки к магнитному моменту иона Tb^{3+} при низких T нетрудно объяснить, предполагая, что в разложении волновой функции первого возбужденного состояния ("примешивающегося" к основному) со значительным весом (~ 1) представлены "чистые" $|J, \pm M_J\rangle$ -состояния типа $|6, \pm 5\rangle$. В выражении (1) множитель $(1/2)$ появляется при суммировании (и последующем усреднении) по неэквивалентным позициям РЗ-ионов в структуре ортоалюмината, а верхний индекс (0) означает принадлежность к основному состоянию. При повышении температуры поведение магнитных свойств $TbAlO_3$ существенно усложняется и помимо отмеченной выше анизотропии χ обратные магнитные восприимчивости начинают нелинейно

¹ Выбор оси $[110]$ в наших измерениях продиктован тем, что при наложении магнитного поля H в этом направлении РЗ-ионы Tb^{3+} , находящиеся в одной из групп неэквивалентных позиций, намагничиваются в линейном по полю приближении, так как их "изинговские" оси почти параллельны оси $[110]$. Для ионов Tb^{3+} , находящихся в другой группе неэквивалентных мест, этого не происходит, так как их "изинговские" оси почти перпендикулярны полю H (и оси $[110]$) и их вклад в магнитный момент является ван-флековской поправкой к нему.

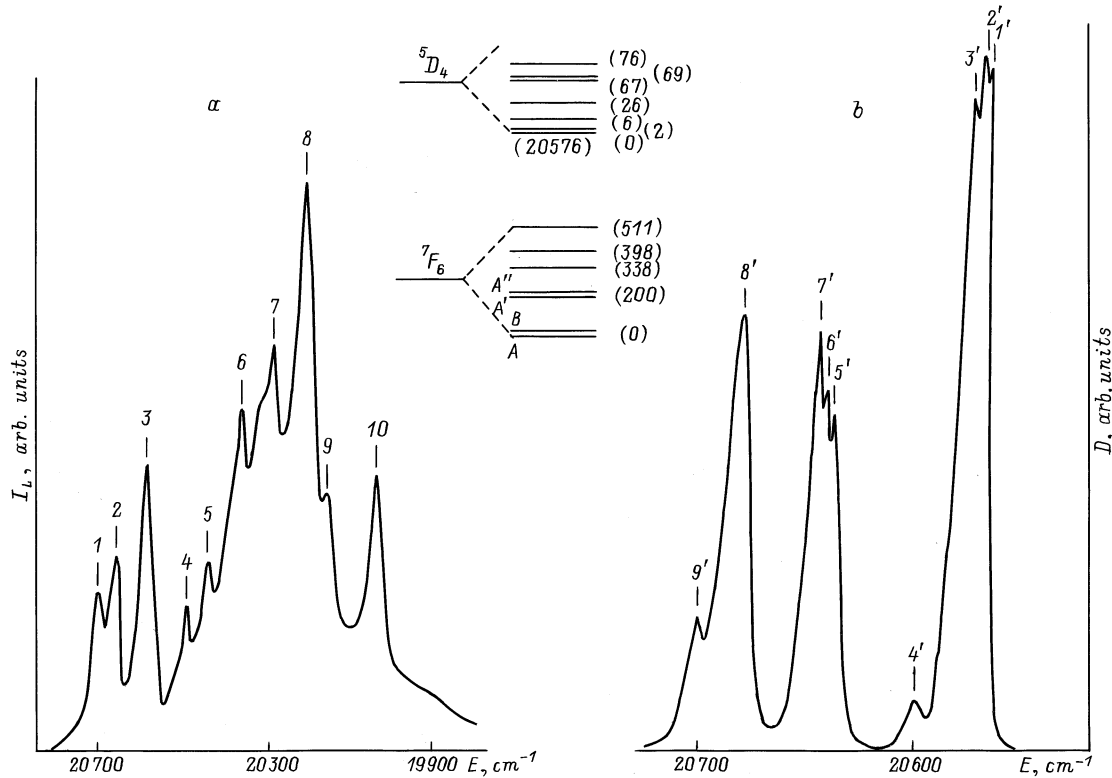


Рис. 2. Спектры люминесценции (а) и поглощения (b) TbAlO₃, измеренные при T = 300 (а) и 78 К (b) в поляризованном свете (E|| a — оси, где E — электрический вектор световой волны). a — вдоль оси c, b — вдоль оси b кристалла. Энергии переходов указаны в таблице. На вставке — штарковская структура основного ⁷F₆ и возбужденного ⁵D₄ мультиплетов иона Tb³⁺ в TbAlO₃. В скобках указаны энергии штарковских подуровней (в см⁻¹).

зависеть от T (рис. 1). В этом случае их температурный ход может быть объяснен значительным вкладом первого возбужденного состояния, расположенного при энергии ~ 200 см⁻¹ в спектре основного мультиплета ⁷F₆ иона Tb³⁺ в TbAlO₃ и термически заселяемого по мере повышения температуры T. Предположим, что это состояние представляет собой квазидублет, образованный возбужденными штарковскими синглетами, волновые функции которых преобразуются по двум однотипным неприводимым представлениям группы C₅ (A' и A'') и могут быть записаны (в локальных осях P3-иона)

$$|A'\rangle \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-i\Psi_1}|6, +5\rangle - e^{i\Psi_1}|6, -5\rangle),$$

$$|A''\rangle \simeq -\frac{i}{\sqrt{2}}(e^{-i\Psi_2}|6, +4\rangle - e^{i\Psi_2}|6, -4\rangle),$$

где e^{iΨ₁}, e^{iΨ₂} — фазовые множители, удовлетворяющие условию (Ψ₁ + Ψ₂) ≈ π/2. Подобное возбужденное состояние приводит к тому, что магнитный момент, связанный с ним, направлен вдоль оси y (оси c) локальной системы координат иона, обнаруживая при этом "изинговское" поведение. Его величина близка к максимально возможной и составляет μ₁ ≈ 7μ_B. Поэтому, если поле H направлено вдоль оси c кристалла, то происходит как "перемешивание" волновых функций состоя-

ний основного (A, B) и первого возбужденного (A', A'') квазидублетов, так и расщепление в поле H заселяемых при повышении температуры подуровней квазидублета (A', A''). Следовательно, выражение для поперечной восприимчивости χ_c, справедливое в области высоких температур, имеет следующий вид:

$$\chi_c = \frac{N\mu_B^2}{k} \left[\frac{13.5k}{\Delta_1}(\rho_0 - \rho_1) + \frac{49.5}{T}\rho_1 \right], \quad (2)$$

где ρ₀ и ρ₁ — бoльцмановские населенности состояний основного и первого возбужденного квазидублетов. В то же время магнитная восприимчивость χ_[110] TbAlO₃ в широком интервале температур (T ≥ 100 К) определяется соотношением, близким по форме к соотношению (1)

$$\begin{aligned} \chi_{[110]} &= \frac{1}{2}N\mu_B^2k \left[\frac{81}{T + \Theta_p}\rho_0 + \frac{13.5k}{\Delta_1}(\rho_0 - \rho_1) \right] \\ &= \frac{1}{2}(\chi_0 + \chi_{V-F}), \end{aligned} \quad (3)$$

в котором вкладом первого возбужденного квазидублета (A', A'') можно пренебречь, так как его "изинговский" магнитный момент ориентирован параллельно оси c и состояния квазидублета (A', A'') не расщепляются во внешнем поле H, ориентированном в плоскости

Энергии переходов в TbAlO₃

Люминесценция TbAlO ₃		Поглощение TbAlO ₃	
полоса	энергия перехода, см ⁻¹	полоса	энергия перехода, см ⁻¹
1	20699	1'	20575
2	20658	2'	20578.5
3	20588	3'	20582
4	20500	4'	20601
5	20456	5'	20642
6	20374	6'	20646.4
7	20296	7'	20651
8	20236	8'	20686.4
9	20176	9'	20702.2
10	20063		

симметрии КП — плоскости *ab* кристалла. Результаты расчетов температурной зависимости величины $\chi_{[110]}$, выполненные по формуле (3), приводятся на рис. 1, из которого видно, что в исследованном интервале температур 80–300 К экспериментальные и теоретические зависимости магнитной восприимчивости $\chi_{[110]}$ хорошо согласуются друг с другом (в пределах погрешности опыта $\sim 2 - 3\%$). Некоторые количественные отличия теоретически рассчитанных (по формуле (2)) и измеренных в настоящей работе (и в [2]) величин ван-Флековской — поперечной восприимчивости χ_c — в области температур $T > 100$ К вполне могут быть связаны с тем обстоятельством, что при выводе соотношения (2) мы пренебрегли взаимодействием состояний первого возбужденного квазидублета (~ 200 см⁻¹) с вышележащими штарковскими подуровнями основного мультиплета иона Tb³⁺. Предполагаемый выше характер штарковского расщепления в КП нижних подуровней основного мультиплета ⁷F₆ иона Tb³⁺ вполне однозначно подтверждается данными поляризационно-оптических исследований. На рис. 2 представлен спектр люминесценции РЗ-иона Tb³⁺ в TbAlO₃, записанный при $T = 300$ К в линейно-поляризованном свете на излучательном $4f-4f$ -переходе ⁵D₄ → ⁷F₆ (20 000–20 700 см⁻¹). Детальное сопоставление энергий характерных особенностей спектра вторичного свечения (см. таблицу) позволяет, с одной стороны, идентифицировать их с оптическими переходами, происходящими между штарковскими подуровнями основного и возбужденного мультиплетов иона Tb³⁺ в структуре ортоалюмината, а с другой — воссоздать (хотя и частично) картину штарковского расщепления основного мультиплета ⁷F₆ в КП симметрии C₅ (вставка на рис. 2). Действительно, сравнение энергий полос: -1, -2, -3 и соответственно -4, -5, -6 показывает, что ближайшим к основному состоянию является уровень или группа уровней, расположенных на расстоянии ≈ 200 см⁻¹ от него. Сопоставление энергий других полос друг с другом

(например, -1 и -10 и т.д.) позволяет однозначно определить энергии вышележащих штарковских подуровней и установить, что общая величина кристаллического расщепления основного мультиплета ⁷F₆ в TbAlO₃ составляет ~ 500 см⁻¹ (вставка на рис. 2). Более того, достаточно высокая степень "изолированности" подуровней основного состояния (квазидублета) от вышележащих возбужденных состояний мультиплета ⁷F₆ ($\Delta_1 \approx 200$ см⁻¹) позволила также установить из спектроскопических данных по энергиям пиков поляризованного оптического поглощения на переходе ⁷F₆ → ⁵D₄ при $T = 78$ К (см. таблицу) характер штарковского расщепления возбужденного мультиплета ⁵D₄ основной $4f^8$ конфигурации иона Tb³⁺ в структуре ортоалюмината (рис. 2).

1.2. Эффект Фарадея в TbAlO₃. РЗ-соединения со структурой ортоалюмината в оптическом отношении представляют собой двухосные кристаллы, и при их исследовании возникает проблема изучения линейных магнитооптических эффектов (ЭФ и т.п.) на "фоне" большого естественного двупреломления ($\Delta_n \sim 10^{-2}$) [5,6]. Поэтому измеряемые зависимости углов поворота большой оси эллипса поляризации Θ в TbAlO₃ от длины волны λ , толщины кристалла l (а также и темпера-

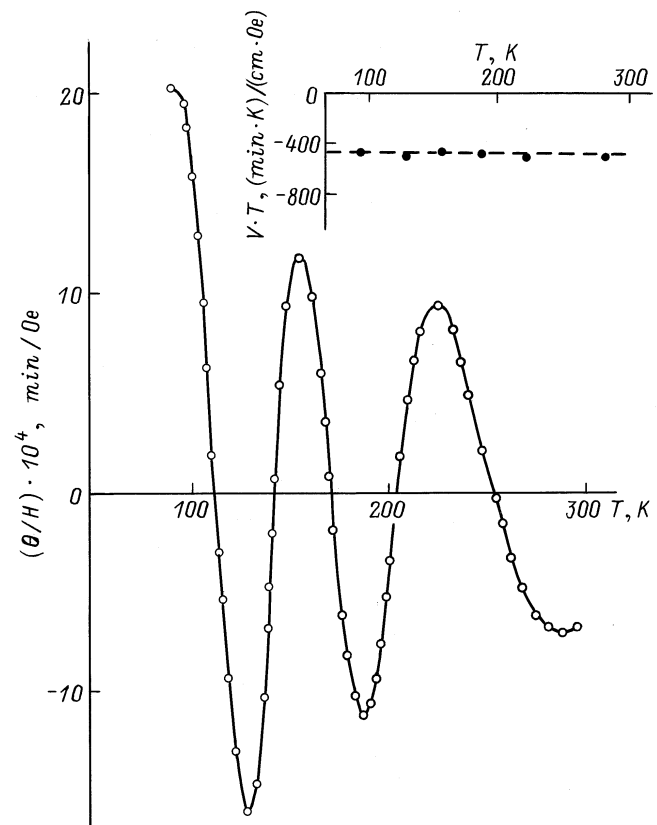


Рис. 3. Температурная зависимость угла поворота большой оси эллипса поляризации Θ в TbAlO₃ на длине волны $\lambda = 506$ нм. На вставке — зависимость $V \cdot T$ от температуры на длине волны $\lambda = 506$ нм для оси [110].

туры T^2 (рис. 3)) имеют осциллирующий характер, причем амплитуда осцилляций пропорциональна углу фарадеевского вращения α_F , а их период — величине естественного двупреломления Δ_n [6,7]. Восстанавливая из температурных (рис. 3) и спектральных зависимостей углов Θ , измеренных вдоль оси [110], аналогичные зависимости для углов фарадеевского вращения (по методике работы [5]), нетрудно найти постоянную Верде V ортоалюмината TbAlO₃. Анализ спектрального хода постоянной Верде V в TbAlO₃ показал, что он с хорошей степенью точности аппроксимируется частотной зависимостью: $V \sim \omega^2/(\omega_0^2 - \omega^2)$, где ω — световая частота, $\omega_0 = 99 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ — ”эффективная” частота разрешенных (по спину и по четности) электродипольных переходов $4f - 5d$ в ионах Tb³⁺ в структуре ортоалюмината. В то же время исследования температурной зависимости ЭФ в TbAlO₃ вдоль оси [110] в температурном интервале 90–300 К привели к неожиданному результату. Из рис. 1 следует, что в отличие от обратной восприимчивости χ^{-1} зависимость обратной постоянной Верде $1/V$ от температуры T на длине волны $\lambda = 506 \text{ nm}$ оказывается линейной (в пределах ошибки эксперимента $\sim 7\%$). Наряду с постоянством произведения $V \cdot T$ в исследованном интервале температур отмеченная особенность поведения ЭФ свидетельствует о том, что константа Верде V в первом приближении меняется обратно пропорционально температуре (вставка на рис. 3). Таким образом, постоянная Верде $V_{[110]}$ РЗ-ортоалюмината TbAlO₃ в направлении оси [110] оказывается связанной с обратной температурой ($V \sim 1/T$), что существенно отличается от зависимости ($V \sim \chi$), обнаруженной в [5] при исследовании ЭФ вдоль оси a кристалла TbAlO₃. При этом отсутствие наклона температурной зависимости $V \cdot T$ (рис. 3), по-видимому, обусловлено очевидной малостью вклада температурно-независимого (либо слабо зависящего от температуры T) механизма ван-Флекковского ”смешивания” (B -член ЭФ [3]) в фарадеевское вращение TbAlO₃, измеренного вдоль оси [110].³ Это может быть вызвано следующими причинами. Как известно [8,9], зависящий от T вклад в магнитооптическую активность некрамерсовского РЗ-иона (Tb³⁺, Ho³⁺ и т.д.), энергетический спектр которого состоит из полностью вырожденных штарковских подуровней-синглетов, может возникнуть лишь при учете (по теории возмущения) эффекта ”смешивания” во внешнем магнитном поле H близко расположенных синглетов основного состояния — квазидублета. В этом случае

² В случае, если двупреломление в кристалле зависит от температуры. Величина Δ_n на длине волны $\lambda \approx 500 \text{ nm}$ составляет $1.8 \cdot 10^{-2}$ при $T = 300 \text{ K}$.

³ Отсутствие наклона зависимости $V \cdot T$ также указывает и на пренебрежимо малый вклад в ЭФ ”диамагнитного” (A -член ЭФ [3]) механизма МОА, обусловленного расщеплением во внешнем поле H возбужденных состояний РЗ-ионов Tb³⁺ в TbAlO₃ (см. также [5]).

выражение для C -члена ЭФ может быть записано [8]

$$\alpha_F^C = \frac{2\pi N}{c\hbar} \left(\frac{\bar{n}^2 + 2}{3} \right)^2 \omega^2 H \frac{1}{2} \times \sum_{a,b,j,r} \frac{\text{Im}[\langle a' | \hat{\mu}_z | b' \rangle (\langle b' | \hat{P}_x | j \rangle \langle j | \hat{P}_y | a' \rangle - \langle b' | \hat{P}_y | j \rangle \langle j | \hat{P}_x | a' \rangle)]}{kT(\omega_{0j}^2 - \omega^2)}, \quad (4)$$

где $r = 1, 2$ — индекс неэквивалентной позиции; \hat{P}_x и \hat{P}_y — соответствующие компоненты дипольного момента РЗ-иона, находящегося в r -м узле (позиции); $\hat{\mu}_z$ — оператор z -проекции магнитного момента; $|a'\rangle$, $|b'\rangle$ — волновые функции подуровней квазидублета, $|j\rangle$ — волновая функция возбужденного синглета, на который происходит оптический переход с частотой ω_{0j} ; \bar{n} — средний показатель преломления среды. В этом же приближении выражение для температурно-независимого B -члена ЭФ, обусловленного ”примешиванием” первого возбужденного состояния основного мультиплета к основному (квазидублету) во внешнем поле H , запишется, согласно [10],

$$\alpha_F^B = \frac{4\pi N}{c\hbar} \left(\frac{\bar{n}^2 + 2}{3} \right)^2 \frac{\omega^2 H}{\Delta_1} \frac{1}{2} \times \sum_{a,b,j,r} \frac{\text{Im}[\langle a' | \hat{\mu}_y | d' \rangle (\langle a' | \hat{P}_x | j \rangle \langle j | \hat{P}_x | d' \rangle - \langle a' | \hat{P}_x | j \rangle \langle j | \hat{P}_z | d' \rangle)]}{(\omega_{0j}^2 - \omega^2)}, \quad (5)$$

где $|a'\rangle$, $|d'\rangle$ — волновые функции основного и возбужденного состояний основного мультиплета РЗ-иона; $\hat{\mu}_y$ — оператор y -проекции магнитного момента. Пренебрегая расщеплением уровней (приближение Джадда–Офельта) при суммировании формул (4) и (5) по возбужденным состояниям $|j\rangle$, принадлежащим смешанной возбужденной $4f^{n-1}5d$ конфигурации РЗ-иона, усредним полученные выражения по кристаллографически-неэквивалентным позициям иона в структуре ортоалюмината. В рамках такой модели нетрудно убедиться, что константы Верде V РЗ-ортоалюмината вдоль осей a , b и c кристалла пропорциональны соответствующим магнитным восприимчивостям. Действительно, расчет постоянной Верде V_a (вдоль оси a) в TbAlO₃ показал, что в широком интервале температур она может быть описана следующим выражением:

$$V_a = \left(\frac{2 - g_0}{g_0} \right) A \chi_a \frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (6)$$

где $\chi_a = (\chi_0 \cos^2 \alpha_0 + \chi_{V-F} \sin^2 \alpha_0)$ — магнитная восприимчивость TbAlO₃ вдоль оси a (см. также формулу (3)); A — постоянная, пропорциональная силе осциллятора f разрешенного оптического перехода со средней частотой ω_0 . Однако при ориентации внешнего поля H вдоль оси [110] для РЗ-ионов Tb³⁺, находящихся в одной из неэквивалентных позиций в структуре ортоалюмината, локальная ось z (а для другой — ось x) почти совпадает по направлению с направлением распространения поперечной световой волны: $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$, где \mathbf{k} — волновой вектор.

В этом случае z -компонента дипольного момента иона и связанные с ней матричные элементы: $\langle a | \hat{P}_z | j \rangle$ (и $\langle j | \hat{P}_z | d \rangle$) в формуле (5) будут близки к нулю, вследствие чего температурная зависимость константы Верде $V_{[110]}$ в TbAlO_3 будет определяться только продольной восприимчивостью χ_0 . Как видно из выражения (3), слагаемое χ_0 , вообще говоря, пропорционально обратной температуре $1/T$ в интервале 90–300 К, что по крайней мере на качественном уровне согласуется с результатами магнитооптических экспериментов, приводимых на рис. 1, 3.

Список литературы

- [1] А.К. Звездин, В.М. Матвеев, А.А. Мухин, А.И. Попов. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. Наука, М. (1985). 296 с.
- [2] L. Holmes, R. Sherwood, L.G. Van Vliet. *J. Appl. Phys.* **39**, 2, 1373 (1968).
- [3] A.D. Buckingham, P.J. Stephens. *Ann. Phys. Chem.* **17**, 399 (1966).
- [4] У.В. Валиев, А.И. Попов, Б.Ю. Соколов. *Оптика и спектроскопия* **61**, 5, 1156 (1986).
- [5] У.В. Валиев, А.А. Ключков, М.М. Лукина, М.М. Турганов. *Оптика и спектроскопия* **63**, 3, 543 (1987).
- [6] Р.В. Писарев. В сб.: *Физика магнитных диэлектриков* / Под ред. Г.А. Смоленского. Наука, Л. (1974). С. 356.
- [7] М.В. Четкин, Ю.И. Щербаков. *ФТТ* **11**, 6, 1620 (1969).
- [8] P.J. Stephens. *Adv. Chem. Phys.* **35**, 197 (1976).
- [9] У.В. Валиев, Б.Ю. Соколов, Ж.Ш. Сиранов. *Оптика и спектроскопия* **84**, 3, 477 (1998).
- [10] П.Н. Шатц, А.Д. Мак-Каффри. *Успехи химии* **40**, 9, 1698 (1971).