Общая физика

УДК 53.043

Кинетика излучения Er_2O_3 при лазерно-термическом возбуждении

В. М. Марченко, Ю. А. Шакир

Экспериментально исследована кинетика излучения ионов Er^{3+} в поликристаллах Er_2O_3 в видимой и ближней ИК областях спектра при лазерно-термическом возбуждении импульсами излучения CO_2-лазера на длине волны λ = 10,6 мкм длительностью ~30 с или ~300 нс. Обнаруженный эффект запаздывания фронта импульса излучения Er^{3+} относительно лазерного импульса на ~1,5 мкс объяснен расчетной кинетикой излучения и предложен для лазерно-термического измерения времен многофононного возбуждения электронно-колебательных состояний ионов в редкоземельных оксидах.

PACS: 78.30.Hv, 78.40.Ha.

Ключевые слова: CO_2 лазер, лазерно-термический нагрев, спектроскопия и кинетика излучения Er_2O_3.

Введение

Кинетика люминесценции ионов Er^{3+} в оксиде эрбия исследовалась в связи с применением в оптоэлектронике пленок Er_2O_3 [1—3]. Радиационное время жизни люминесценции Er^{3+} наиболее интенсивной спектральной линии на длине волны λ = = 1535 нм перехода $^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ составляет $\tau_r \sim 10$ мс при температуре T = 4,2 K [1]. Эффективное время затухания люминесценции зависит от микроструктуры пленок и уменьшается с ростом T вследствие многофононной безызлучательной релаксации, например, при $T \approx 300$ K значение $\tau_e \sim 2$—63 мкс [2, 3].

Тепловое излучение Er_2O_3 и других редкоземельных оксидов представляет интерес для термофотовольтаики [4—6] и гиперзвуковой аэродинамики [7]. Спектры Er_2O_3 при газопламенном и лазерно-термическом нагреве до температуры плавления T_m = 2686 K [8] характеризуются суперпозицией сплошного и селективного излучения (СИ) в видимой и ИК-областях [9, 10]. Интегральная интенсивность излучения увеличивается с ростом T. При нагревании Er_2O_3 интегральная интенсивность спектра СИ увеличивается с ростом T в диапазоне $900 < T < 2000$ K. Форма спектров СИ в соответствии с законом Кирхгофа соответствует спектрам поглощения ионов Er^{3+}. В области $T >$ > 1500 K появляется также пьедестал сплошного спектра излучения. При дальнейшем увеличении T интенсивность сплошного спектра излучения растет быстрее, чем спектра СИ. Форма спектра Er_2O_3 при T_m соответствует расчетному спектру абсолютно черного тела (АЧТ) [10].

Необходимые для изучения переходных процессов исследования кинетики СИ поликристаллов Er_2O_3 при лазерно-термическом возбуждении были начаты в [10, 11]. В данной работе экспериментально измерена, затем объяснена кинетика СИ поликристаллов Er_2O_3 с помощью моделирования переноса поглощенной энергии теплопроводностью и излучением в плоском слое Er_2O_3 при квазинепрерывном и импульсном лазерно-термическом возбуждении на λ = 10,6 мкм.

Эксперимент

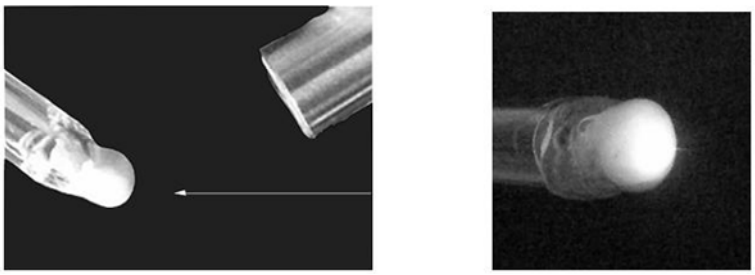
Для экспериментальных исследований кинетики излучения были синтезированы поликристаллы Er_2O_3 методом спекания и плавления порошков сверхвысокой чистоты с дисперсностью 5—30 мкм на подложке из монокристаллического кремния под действием непрерывного излучения CO_2-лазера ИЛГН-709 мощностью $\leq$ 100 Вт (λ = 10,6 мкм), а затем путем формообразования мишеней силами поверхностного натяжения в расплаве и кристаллизации в воздухе [10].

Временная зависимость спектров СИ поликристаллов Er_2O_3 в области 400—1700 нм при возбуждении импульсами квазинепрерывного излучения CO_2-лазера длительностью более 30 с со средней интенсивностью ~10 Вт/см^2 исследовалась дифракционными спектрометрами AvaSpec-2048 и NIR128-1.7-RS232 с разрешением 2 мс [10].

Марченко Валерий Михайлович, вед. научн. сотрудник.
Шакир Юрий Александрович, ст. научн. сотрудник.
Институт общей физики РАН им. А. М. Прохорова.
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.
Email: vmarch@kapella.gpi.ru; shakir@kapella.gpi.ru

Статья поступила в редакцию 15 июля 2014 г.

© Марченко В. М., Шакир Ю. А., 2014



a *b*

Рис. 1. Схема эксперимента:
a — лазерно-термическое возбуждение поликристалла Er_2O_3 субмикросекундным импульсом CO_2-лазера и регистрации СИ через многожильный световод; *b* — свечение лазерной мишени

Интегральное СИ поликристаллов Er_2O_3 исследовалось также при возбуждении импульсным электроразрядным CO_2-лазером (λ = 10,6 мкм) [11]. Луч лазера направлялся на мишень (рис. 1, *a*) через пластину NaCl для измерения формы или энергии отраженных лазерных импульсов. Плотность энергии излучения на поверхности мишени варьировалась с помощью ZnSe линзы с фокусным расстоянием 127 мм. Кинетика показанного на рис. 1, *b* излучения СИ поликристаллов Er_2O_3 исследовалась при плотности лазерной энергии на мишени 0,4—1,5 Дж/см^2. Лазерные импульсы регистрировались приёмником на эффекте увлечения электронов фотонами ФПУ-50 (полоса пропускания 50 МГц). Импульсы излучения лазерной мишени направлялись по многожильному кварцевому световоду на экранированный лавинный Ge-фотодиод ЛФД-2А с временным разрешением менее 1 нс. Область спектральной чувствительности фотодиода 0,4—1,7 мкм. Сигналы регистрировались двухканальным цифровым осциллографом GDS-810S.

На рис. 2 видно, что максимум импульса СИ поликристалла Er_2O_3 (осциллограмма 2) запаздывает относительно лазерного импульса (осциллограмма 1), и время нарастания фронта импульса СИ τ_1 ~1,5 мкс превышает длительность лазерного импульса. Время затухания импульса СИ τ_2 ~ 4,4 мкс. Эксперимент показал, что обычно τ_1 = 0,9—1,5 мкс, τ_2 = 2—5 мкс [11].

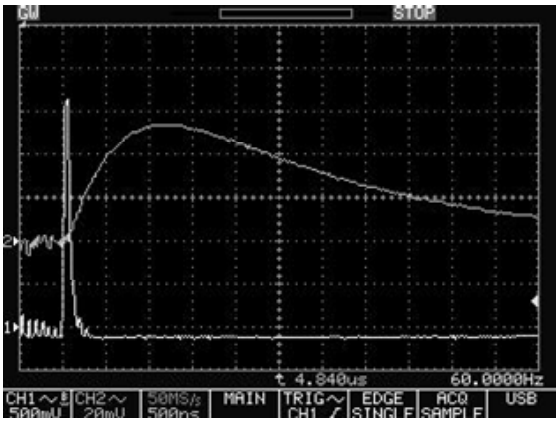


Рис. 2. Осциллограммы импульсов излучения CO_2-лазера (кривая 1) и СИ поликристалла Er_2O_3 (кривая 2). Развертка 500 нс/дел.

Модель расчета

При взаимодействии лазерного излучения с металлом нагреваются подвижные электроны, которые излучают и передают энергию фононной подсистеме кристаллической решетки за времена порядка пикосекунд [12]. Лазерно-термический нагрев диэлектрика Er_2O_3 с шириной запрещенной зоны ~5,3 эВ [13] происходит в результате поглощения излучения на λ = 10,6 мкм фононной подсистемой решетки. Модели элементарных процессов СИ в редкоземельных оксидах исследовались в [14, 15].

Для интерпретации экспериментов по кинетике СИ поликристалла Er_2O_3 численным методом использовалась модель нестационарного переноса энергии теплопроводностью и собственным излучением в плоском слое поглощающей среды [16] с параметрами Er_2O_3. В одномерном варианте уравнение сохранения потоков энергии имеет вид:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\partial q}{\partial z}. \qquad (1)$$

Здесь ρ — плотность, c_p — удельная теплоемкость, $T(z, t)$ — температура, t — время, κ — коэффициент теплопроводности, $z = 0 \div L$ — координата, $q = q_1 + q_2$ — суммарная плотность радиационного потока нагретой среды $q_1(z, t)$ и лазерного излучения $q_2(z, t)$. В случае спектра излучения АЧТ имеем следующее выражение:

$$q_1(z,t) = -k_r \cdot \partial T / \partial z, \qquad (2)$$

где $k_r = \dfrac{16 n^2 \sigma T^3}{3\beta}$ — коэффициент лучевой теплопроводности,

n — коэффициент преломления,
σ — постоянная Стефана-Больцмана,
β — средний коэффициент ослабления.

Величину β определяют, интегрируя по всем частотам соотношение, содержащее спектральный коэффициент поглощения β_λ, при условии $\beta_\lambda L \gg 1$ [16]. Ввиду сложности этой задачи, величина β подбиралась в процессе решения уравнения (1).

Распределение интенсивности импульса излучения CO_2-лазера в слое бралось в следующей форме:

$$q_2(z,t) = (1-R)\cdot I(t)\cdot \exp(-\alpha\cdot z), \qquad (3)$$

где R — коэффициент отражения излучения от входной грани слоя,

α — коэффициент поглощения среды на $\lambda = 10{,}6$ мкм.

Импульс квазинепрерывного излучения моделировался функцией

$$I(t) = I_0\cdot\{1-\exp[-\left(\frac{t}{t_1}\right)^2]-$$

$$-\exp[-\left(\frac{t_2-t}{t_1}\right)^2]\}\cdot H\left(t_2-t\right)$$

где I_0 — пиковая интенсивность,

t_1 — длительность фронта модуляции излучения,

t_2 — момент выключения излучения,

$H(t)$ — единичная функция Хевисайда.

В случае субмикросекундного импульса имеем такое выражение для импульса излучения:

$$I(t) = I_0\cdot\exp[-\left(\Delta-\frac{t}{\tau}\cdot 2\cdot\ln\left(2\right)\right)^2],$$

где τ — длительность импульса излучения, фазовый сдвиг $\Delta = 3{,}4$.

Начальное условие уравнения (1) $T(z,\ 0) = T_0 = 293$ К. Граничные условия уравнения (1) на передней ($z = 0$) и задней ($z = L$) плоскостях определяются соотношением:

$$-\kappa\cdot\frac{\partial T}{\partial z} = 0\,.$$

Поскольку поглощенная в слое энергия лазерного излучения преобразуется в тепло за пикосекунды, форма теплового импульса повторяет закон ослабления излучения в среде (3).

Интенсивность излучения передней грани слоя на длине волны λ вычислялась по формуле Планка

$$I_{b\lambda} = \frac{A}{\exp(b/T)-1}, \qquad (4)$$

где $b = \dfrac{h\cdot c}{\lambda\cdot k}$, h — постоянная Планка, c — скорость света, k — коэффициент Больцмана, $\lambda = 1{,}5$ мкм для перехода $^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+}, A — константа.

Коэффициент поглощения на $\lambda = 10{,}6$ мкм в расчетах варьировался в пределах $\alpha = 600$—1000 см$^{-1}$. Критерием выбора коэффициентов α и $\beta = 2$ см$^{-1}$ являлась близость вычисленных и экспериментально измеренных временных и энергетических характеристик излучения поликристалла Er_2O_3. Предполагалось, что физические параметры Er_2O_3, а именно, $\rho = 8{,}69$ г/см^3, $c_p = 0{,}284$ Дж/(г·К), $\kappa = 0{,}065$ Вт/(см·К), $n = 1{,}8$ [17—19], не зависят от температуры при длительности лазерно-термического возбуждения менее 1 мкс. Однако для квазинепрерывного возбуждения длительностью ~30 с потребовалось учесть тепловую зависимость удельной теплоемкости $c_p(T) = c_p(T_0)\cdot f(T-T_0)$, а также конвективное охлаждение передней грани слоя.

Для упрощения расчета предполагалось, что параметр c_p меняется с температурой линейно с углом наклона, близким к измеренной величине для оксида эрбия в области от 500 до 2000 К [20]. Влияние конвективного охлаждения [21] было учтено в граничном условии уравнения (1) на передней грани ($z = 0$) в следующем виде:

$$-\kappa\cdot\frac{\partial T}{\partial z} = \mu\cdot(T-T_0)\,,$$

где коэффициент теплопередачи $\mu = 0{,}10$ Вт/(см^2·К) был подобран при расчете.

В результате, при численном решении уравнения (1) было получено пространственно-временное распределение температуры в слое Er_2O_3 толщиной $L = 0{,}5$ см при квазинепрерывном возбуждении лазерным излучением с интенсивностью $I_0 = 300$ Вт/см^2. Значения температуры передней $T_1(t)$ и задней $T_2(t)$ граней при $t > 20$ с сравниваются и достигают 1298 К, при этом ход изменения $T_2(t)$ запаздывает относительно $T_1(t)$. На рис. 3 показаны вычисленные временные зависимости температуры (кривая 1) и интенсивности излучения передней грани слоя Er_2O_3 (кривая 2) при заданной интенсивности квазинепрерывного возбуждения $I_2(t)$ (кривая 3), а также измеренная зависимость интенсивности СИ (кривая 4) на 1,5 мкм. Расхождение зависимостей (2) и (4) для большинства точек не превышает ошибки измерений (~10 %). Следовательно, при квазинепрерывном лазерно-термическом возбуждении кинетика СИ удовлетворительно описывается предложенной моделью.

Аналогичным образом было определено пространственно-временное распределение температуры при возбуждении слоя Er_2O_3 толщиной 0,5 см лазерным импульсом длительностью $\tau = 300$ нс и пиковой интенсивностью $I_{max} = 3{,}3$ МВт/см^2. При $t = 1{,}14$ мкс температура на входной поверхности слоя Er_2O_3 максимальна (976,7 К), а ширина теплового импульса $\Delta z \approx 12$ мкм. При $t = 60$ мкс значение $\Delta z \approx 80$ мкм. Если при квазинепрерывном возбуждении расчетная температура задней грани, благодаря радиационно-кондуктивному теплообмену, сравнивается с температурой передней грани, то в случае импульсного возбуждения с на-

много меньшей энергией прогревается только тонкий приповерхностный слой.

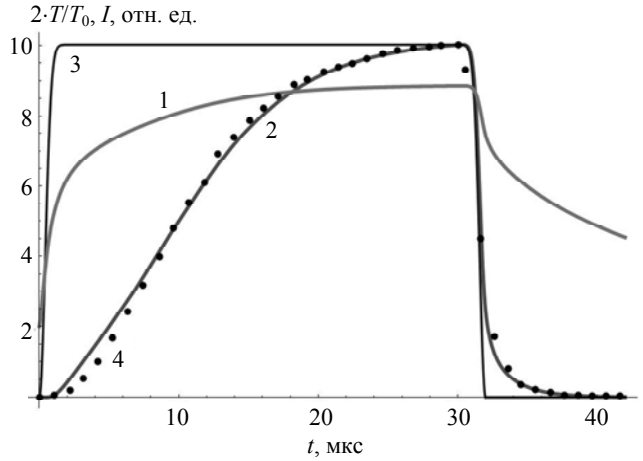


Рис. 3. Расчетные временные зависимости температуры $2{\cdot}T/T_0$ (1), интенсивности излучения передней грани плоского слоя Er_2O_3 I (2) при заданной интенсивности квазинепрерывного лазерно-термического возбуждения I (3) и измеренная интенсивность СИ лазерной мишени I (4) на λ = 1,5 мкм

При субмикросекундном возбуждении СИ лазерной мишени имеет неравновесный характер и использование формулы (4) для расчета интенсивности излучения $I_{b\lambda}$ некорректно. Поэтому решалась система дифференциальных уравнений для населенностей уровней $^4I_{13/2}$ и $^4I_{15/2}$ [14]:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{\Gamma_{12}\cdot\left(N_1 - N_2\right)}{\exp(b/T)-1} + \left(\gamma_{21} + \Gamma_{21}\right)\cdot N_2,$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{\Gamma_{12}\cdot\left(N_1 - N_2\right)}{\exp(b/T)-1} - \left(\gamma_{21} + \Gamma_{21}\right)\cdot N_2,$$

где $N_{1,2}$ — населенности нижнего и верхнего уровней, $\gamma_{21} = 100$ с$^{-1}$ — вероятность спонтанного излучения [1], $\Gamma_{21} = \Gamma_{12}$ — вероятности релаксационных переходов между уровнями ($\Gamma_{21} = 1/\tau_1$, в соответствии со средней длительностью фронта τ_1 ~1,2 мкс), T — импульс температуры передней грани слоя Er_2O_3, взятый в форме аналитической аппроксимации численного решения уравнения (1) $T(0, t)$. Начальные условия: $N_{01} = 5{,}5{\cdot}10^{21}$ см$^{-3}$, $N_{02} = N_{01}{\cdot}\exp[-b/T_0]$. Как и при квазинепрерывном возбуждении λ = 1,5 мкм.

На рис. 4 представлены вычисленные импульс температуры T (кривая 1) и интенсивность излучения $I_{b\lambda}(t) \sim N_2/N_{01}$ (кривая 2), согласующаяся с осциллограммой СИ (кривая 4) при возбуждении заданным лазерным импульсом (кривая 3). Небольшое различие форм затухания импульсов (2) и (4) можно объяснить погрешностью аппроксимации импульса $T(0, t)$, а также разным спектральным составом расчетного излучения и экспериментального СИ.

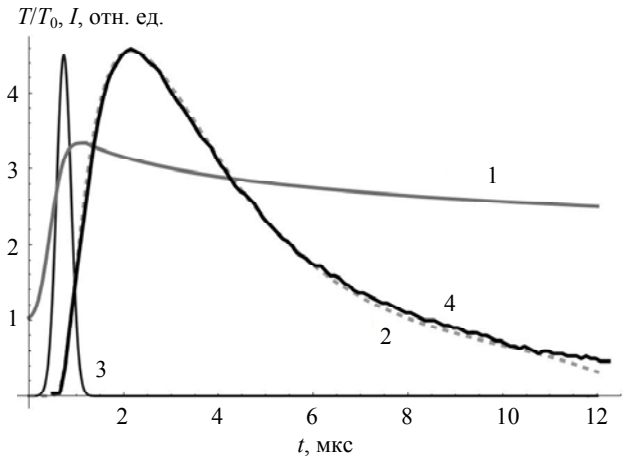


Рис. 4. Расчетные временные зависимости температуры T/T_0 (1) и интенсивности излучения передней грани плоского слоя Er_2O_3 I (2) на λ = 1,5 мкм при заданной интенсивности импульсного лазерно-термического возбуждения I (3) и осциллограмма СИ лазерной мишени I (4)

Таким образом, использование в качестве времени релаксации средней длительности фронта СИ τ_1 дало совпадение фронтов вычисленного импульса излучения и импульса СИ на осциллограмме. Следовательно, для субмикросекундного лазерно-термического возбуждения Er_2O_3 использованный метод вычислений позволяет удовлетворительно описать нагрев, охлаждение и излучение мишени.

Заключение

При лазерно-термическом нагреве поликристалла Er_2O_3 излучением на λ = 10,6 мкм (943 см$^{-1}$) возбуждается спектр колебательной подсистемы кристаллической решетки с наибольшими волновыми числами активных ИК-фононов 475 и 566 см$^{-1}$ [22]. В широкозонном диэлектрике Er_2O_3 населенность электронно-колебательных состояний ионов Er^{3+} определяется процессами многофононного возбуждения тепловым импульсом, многофононной безызлучательной релаксации, СИ в видимой и ближней ИК-областях и излучением сплошного спектра. Интенсивности максимумов спектральных полос СИ ионов Er^{3+} при квазинепрерывном лазерно-термическом возбуждении изменяются синхронно с ростом температуры мишени. Такая зависимость свидетельствует о термическом равновесии населенности уровней Er^{3+} в секундном временном масштабе.

Кинетика СИ удовлетворительно описывается предложенной моделью расчета для квазинепрерывного возбуждения. Эффект запаздывания мак-

симума импульса СИ относительно субмикросекундного лазерно-термического импульса позволяет трактовать СИ как люминесценцию при тепловом возбуждении [10]. Этот факт свидетельствует о термической неравновесности колебательной и электронной подсистем поликристалла Er_2O_3 в начале теплового импульса, причем равновесие устанавливается в течение ~1 мкс в результате теплового (многофононного) возбуждения более высоких электронно-колебательных состояний Er^{3+}. Поэтому в кинетических уравнениях (5) длительность фронта была использована как время многофононной релаксации уровней ионов Er^{3+}. Близость измеренной методом лазерно-термического импульса длительности фронта СИ (~1,5 мкс) и времени температурного тушения люминесценции Er^{3+} (2 мкс) [2] объясняется их равновероятностью при относительно малой вероятности излучательных переходов [23]. Расчетная временная зависимость интенсивности СИ после лазерно-термического возбуждения определяется температурой охлаждающейся поверхности и соответствует экспериментально измеренной [11].

Температурная зависимость формы спектра Er_2O_3 определяется, очевидно, термическим уширением уровней электронной подсистемы ионов Er^{3+}. Аналогичная кинетика СИ была экспериментально зарегистрирована при квазинепрерывном [24], а также субмикросекундном лазерно-термическом возбуждении поликристалла Yb_2O_3. Длительность фронта импульса СИ ~ 0,5 мкс превышала длительность импульса возбуждения, время затухания ~4,5 мкс. Метод лазерно-термического импульса может использоваться для спектрально-энергетических и кинетических исследований высокотемпературного излучения редкоземельных ионов в термостойких оксидах термофотовольтаических и авиакосмических материалов с высокой излучательной способностью.

Авторы выражают благодарность К. Н. Фирсову, С. Ю. Казанцеву, Г. П. Кузьмину, В. Р. Сороченко, А. Ю. Семенову и О. Б. Ширяеву за полезные советы и техническую поддержку.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 11-02-00930-а.

Литература

1. *Chen K. M., Saini S., Lipson M., et al.* // Proc. SPIE. 2001. V. 4282. P. 168.
2. *Miritello M., Lo Savio R., Piro A. M., et al.* // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. P. 013502.
3. *Michael C. P., Yuen H. B., Sabnis V. A., et al.* // Optics Express. 2008. V. 16. P. 19651.
4. *Licciulli A., Diso D., Torsello G., et al.* // Semicond. Sci. Technol. 2003. V. 18. P. S174.
5. *Bitnar B., Durisch W., Palfinger G., et al.* // Semiconductors. 2004. V. 38. P. 980.
6. *Chubb D. L.* Fundamentals of Thermophotovoltaic Energy Conversion — Elsevier, Amsterdam, Netherlands, Boston, Oxford, UK: 2007.
7. *Алферов В. И., Марченко В. М.* // ТВТ. 2012. Т. 50. С. 550.
8. *Salikhov T. P., Kan V. V.* // International Journal of Thermophysics. 1999. V. 20. P. 1801.
9. *Guazzoni G. E.* // Applied Spectroscopy. 1972. V. 26. P. 60.
10. *Марченко В. М., Исхакова Л. Д., Студеникин М. И.* // Квантовая электроника. 2013. Т. 43. С. 859.
11. *Marchenko V. M., Shakir Yu. A.* // Laser Optics-2012 (St.-Petersburg, Russia, 2012), r2.high power gas lasers/0726_Shakir.pdf. In: 15th Internal Conference "Laser Optics-2012" Summaries CD-ROM.
12. *Анисимов С. И., Имас Я. И., Романов Г. С., Ходыко Ю. В.* Действие излучения большой мощности на металлы. — Москва: Наука, 1970.
13. *Kamineni H. S., Kamineni V. K., Moore II R. L., et al.* // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 013104.
14. *Golovlev V. V., Chen C. H. W., Garrett W. R.* // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. P. 280.
15. *Torsello G., Lomascollo M., Licciulli A., et al.* // Nature Mater. 2004. V. 3. P. 632.
16. *Оцисик М. Н.* Сложный теплообмен. — Москва: Мир, 1976.
17. Физические величины. Справочник. Под ред. Григорьева И. С., Мейлихова Е. З., — Москва: Энергоатомиздат, 1991.
18. *Dargis R., Williams D., Smith R., et al.* // ECS Journal of Solid State Science and Technology. 2012. V. 1. P. N24.
19. *Medenbach O., Dettmar D., Shannon R.D., et al.* // Appl. Opt. 2001. V. 3. P. 174.
20. *Zinkevich M.* Thermodynamics of rare earth sesquioxides. // Progress in Materials Science. 2007. V. 52. P. 597.
21. *Кутателадзе С. С.* Основы теории теплообмена. — Москва: Атомиздат, 1979.
22. *Gruber J. B., Chirico R. D., Westrum E. F. J.* // Chem. Phys. 1982. V. 76. P. 4600.
23. *Sardar D. K., Gruber J. B., Allik T., Russell C. C.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 123501.
24. *Marchenko V. M., Iskhakova L. D., Kir'yanovc A. V., et al.* // Laser Physics. 2012. V. 22. P. 177.

Kinetics of Er_2O_3 emission under laser-thermal excitation

V. M. Marchenko, Yu. A. Shakir

Prokhorov General Physics Institute of Russian Academy of Sciences
38 Vavilov str., Moscow, 119991, Russia
E-mail: vmarch@kapella.gpi.ru; shakir@kapella.gpi.ru

Received July 15, 2014

Kinetics of emission of Er^{3+} ions in Er_2O_3 polycrystals in visible and NIR ranges was investigated under laser-thermal excitation by the pulses of CO_2 laser radiation of ~30 s and 300 ns duration at wavelength λ = 10.6 μm. Detected effect of delay time of Er^{3+} emission pulses of ~1.5 μs relative to laser pulse was explained by calculated kinetics of Er_2O_3 emission and proposed as laser-thermal method of measurement of multiphonon excitation times of vibronic states of ions in rare-earth oxides.

PACS: 78.30.Hv, 78.40.Ha, 78.60.Kn

Keywords: CO_2 laser, laser-thermal excitation, spectroscopy and emission kinetics Er_2O_3.

References

1. K. M. Chen, S. Saini, M. Lipson, et al., Proc. SPIE **4282,** 168 (2001).
2. M. Miritello, R. Lo Savio, A. M. Piro, et al., J. Appl. Phys. **100**, 013502 (2006).
3. C. P. Michael, H. B. Yuen, V. A. Sabnis, et al., Optics Express **16,** 19651 (2008).
4. A. Licciulli, D. Diso, G. Torsello, et. al., Semicond. Sci. Technol. **18**, S174 (2003).
5. B. Bitnar, W. Durisch, G. Palfinger, et al., Semiconductors **38,** 980 (2004).
6. D. L. Chubb, *Fundamentals of Thermophotovoltaic Energy Conversion* (Elsevier, Amsterdam, Netherlands, Boston, Oxford, UK: 2007).
7. V. I. Alferov and V. M. Marchenko, High Temp. **50,** 550 (2012).
8. T. P. Salikhov and V. V. Kan, International Journal of Thermophysics **20,** 1801 (1999).
9. G. E. Guazzoni, Applied Spectroscopy **26,** 60 (1972).
10. V. M. Marchenko, L. D. Iskhakova and M. I. Studenkin, Quant. Electronics **43,** 859 (2013).
11. V. M. Marchenko and Yu. A. Shakir, in *Proc. Laser Optics-2012* (St.Petersburg, Russia, 2012), r2.high power gas lasers/0726_Shakir.pdf.
12. S. I. Anisimov, Ya. I. Imas, G. S. Romanov, et al., *Effect of High Power Radiation on Metals.* (Nauka, Moscow, 1970) [in Russian].
13. H. S. Kamineni, V. K. Kamineni, R. L. Moore II, et al., J. Appl. Phys. **111.** 013104 (2012).
14. V. V. Golovlev, C. H. W. Chen, and W. R. Garrett, Appl. Phys. Lett. **69,** 280 (1996).
15. G. Torsello, M. Lomascollo, A. Licciulli, et al., Nature Mater. **3.** 632 (2004).
16. M. N. Otsisik, *Complex Heat Exchange.* (Mir, Moscow, 1976) [in Russian].
17. *Physical Quantities. Handbook.* Ed. by. I. S. Grigor'ev et al., (Energoizdat, Moscow, 1991) [in Russian].
18. R. Dargis, D. Williams, R. Smith, et al., ECS Journal of Solid State Science and Technology **1,** N24 (2012).
19. O. Medenbach, D. Dettmar, R. D. Shannon, et al., Appl. Opt. **3,** 174 (2001).
20. M. Zinkevich, Progress in Materials Science **52,** 597 (2007).
21. S. S. Kuteladze, *Basic Foundation of Heat Exchange Theory.* (Atomizdat, Moscow, 1979) [in Russain].
22. J. B. Gruber, R. D. Chirico and E. F. J. Westrum, Chem. Phys. **76**, 4600 (1982).
23. D. K. Sardar, J. B. Gruber, T. Allik, et al., J. Appl. Phys. **97,** 123501 (2005).
24. V. M. Marchenko, L. D. Iskhakova, A. V. Kir'yanov, et al., Laser Physics **22**, 177 (2012).