

КРОССРЕЛАКСАЦИОННОЕ УСИЛЕНИЕ СИГНАЛОВ В КВАНТОВЫХ СЧЕТЧИКАХ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ

Б.П. Кирсанов, Ю.П. Тимофеев

На основе анализа кинетических уравнений рассмотрено усиление ИК излучения при последовательном поглощении двух квантов в твердотельных матрицах с высокой концентрацией рабочих ионов. Количественные оценки усиления ИК сигналов (1,5—1,6 мкм) проведены для ионов Er^{3+} при интенсивном опорном излучении (0,8—0,9 мкм).

Предложенные Н. Бломбергеном /1, 2/ счетчики ИК излучения основаны на последовательном поглощении квантов регистрируемого и опорного излучения, приводящем к испусканию видимого света, который затем детектируется эффективным фотоприемником (например, ФЭУ). В последние годы появились новые данные /3, 4/ о возможности резкого изменения концентрации возбужденных состояний и получения инверсной заселенности в таких твердотельных системах благодаря межзонным кроссрелаксационным переходам при высокой концентрации редкоземельных ионов. Экспериментально обнаружено, что кроссрелаксационные процессы при некоторой критической плотности ИК накачки существенно изменяют соотношение и выход видимых и ИК полос люминесценции /3—5/. В настоящей работе проанализированы решения кинетических уравнений, описывающих эти процессы и приведены количественные оценки кроссрелаксационного усиления ИК сигналов для ионов Er^{3+} .

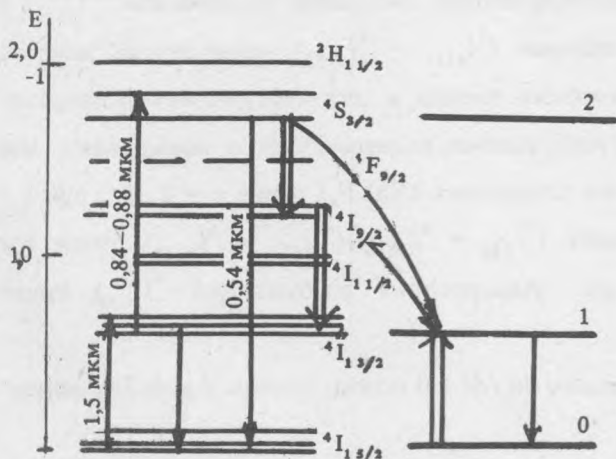


Рис. 1. Схема уровней и переходов для ионов Er^{3+} черные стрелки — оптические переходы; цифры — длины волн переходов; белые стрелки — межзонные, кроссрелаксационные переходы; 0, 1, 2 — нумерация уровней рассматриваемой системы.

Кинетические уравнения для рассматриваемой системы (рис. 1) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= \sigma_1 I_1 n_0 - n_1 / \tau_1 - p n_1^2 \beta - \sigma_2 I_2 n_1 + Q n_0 n_2 \alpha + w n_2, \\ \frac{dn_2}{dt} &= \sigma_2 I_2 n_1 - Q n_0 n_2 - n_2 / \tau_2 - w n_2, \\ n_0 + n_1 + n_2 &= c, \end{aligned} \quad (1)$$

где n_0 , n_1 , n_2 — населенности основного, промежуточного и верхнего возбужденного состояний рабочего иона, т.е. состояний ${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{13/2}$ и ${}^4S_{3/2}$ для Er^{3+} при регистрации сигнала в области длин волн 1,5—1,6 мкм и опорном излучении в области 0,8—0,9 мкм; c — полная концентрация ионов; σ_1 , σ_2 — эффективные сечения поглощения; I_1 , I_2 — плотности потока квантов регистрируемого и опорного излучения; τ_1 , τ_2 — времена жизни возбужденных состояний, обусловленные внутрицентровыми переходами в основное состояние; w — вероятность перехода между верхним и нижним возбужденными состояниями, определяющаяся как излучательными, так и многофононными переходами (через систему промежуточных уровней ${}^4F_{9/2}$, ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$ для Er^{3+}); $Q n_0$ — вероятность межионных кроссрелаксационных переходов, а $p n_1$ — вероятность суммирования энергии с переходом одного из ионов в состояние с удвоенной энергией (${}^4I_{9/2}$), а другого в основное состояние (${}^4I_{15/2}$).

Коэффициенты α и β учитывают соответственно количество элементарных возбуждений (${}^4I_{13/2}$), образующихся или, наоборот, исчезающих в результате акта кроссрелаксации или суммирования энергии. Для данной модели важно, чтобы величина α была как можно больше единицы, а величина $\beta \rightarrow 0$. Для ионов Er^{3+} величина α может достигать трех, что обеспечивается двумя последовательными актами кроссрелаксации (${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$):(${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$) и (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$):(${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$). Однако наличие других промежуточных состояний (в основном, ${}^4I_{11/2}$) с многофононной (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$), а также излучательной (${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) релаксацией заметно снижают α . Тем не менее, прямые измерения квантового выхода и соотношения интенсивностей основных ИК полос (1,5—1,6 и 0,9—1,0 мкм) при возбуждении видимым светом показывают, что для некоторых оксидных (например, $\text{Y}_2\text{O}_3\text{S}$), а также фторидных (NaYF_4) основ $\alpha = 2/5$, при $c = 10^{22} \text{ см}^{-3}$. При высокой вероятности кроссрелаксации (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$):(${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$) почти все возбужденные состояния ${}^4I_{9/2}$, образующиеся при суммировании возбуждений ${}^4I_{13/2}$, снова возвращаются в исходные состояния, так что $\beta \rightarrow 0$.

Кинетические уравнения (1) в стационарном режиме $dn_i/dt = 0$ можно решить в неявном виде:

$$\frac{x \{ (1+J_2\Gamma_1 + Px) [1+G(1-x)+\Gamma_2] - J_2\Gamma_1 [G(1-x)+\Gamma_2] \}}{(1-x) [1+G(1-x)+\Gamma_2+J_2]} = J_1, \quad (2)$$

$$x_1 = x \{ 1 - J_2/[G(1-x) + \Gamma_2 + 1] \},$$

где введены безразмерные переменные: $x_1 = n_1/c$; $x_2 = n_2/c$; $x = x_1 + x_2$; $J_1 = \sigma_1\tau_1I_1$; $J_2 = \sigma_2\tau_2I_2$; $G = Q\sigma\tau_2$; $P = 2\rho\sigma\tau_1\beta$; $\Gamma_1 = \tau_1/\tau_2$; $\Gamma_2 = w\tau_2$.

Рассмотрим вначале простейший случай малых значений $x \ll 1$, $Px_1 \ll 1$, что возможно и для больших J_2 , но малых J_1 . Тогда имеем:

$$x_1 = \frac{J_1}{1 - J_2\Gamma_1 [G(\alpha-1) - 1] / (1+G+\Gamma_2)}; \quad x_2 = \frac{J_2 x_1}{1+G+\Gamma_2}; \quad (3)$$

а коэффициенты усиления k_1, k_2, k_3 для слабых сигналов принимают вид:

$$\begin{aligned} k_1 &= \frac{n_1}{\tau_1} \frac{1}{\sigma_1 n_0 I_1} = \frac{1}{1 - \gamma J_2}; \\ k_2 &= \frac{n_2}{\tau_2} \frac{1}{\sigma_1 n_0 I_1} = \frac{J_2 \Gamma_1}{1+G+\Gamma_2} \frac{1}{1 - \gamma J_2}; \\ k_3 &= w_{21} n_2 \frac{1}{\sigma_1 n_0 I_1} = \frac{J_2 \Gamma_1 \Gamma_2}{1+G+\Gamma_2} \frac{1}{1 - \gamma J_2}; \end{aligned} \quad (4)$$

где k_i — коэффициенты усиления соответственно на переходах $1 \rightarrow 0$, $2 \rightarrow 0$, $2 \rightarrow 1$; $\gamma = \Gamma_1 [G(\alpha-1) - 1] / (1+G+\Gamma_2)$, при этом в данном приближении $x_1 = k_1 J_1 \ll (1; 1/P)$. Таким образом, при $\gamma J_2 \rightarrow 1$ в этом случае можно достичь высоких коэффициентов усиления регистрируемого излучения за счет кроссрелаксации. Так для ионов Er^{3+} , для которых $1/\tau_1 = 10^{-2}$ с, $\tau_2 = 10^{-3}$ с, $w = 10^3$ с $^{-1}$, $\sigma_1 = \sigma_2 = 10^{-20}$ см 2 , $Q = 10^{-17}$ см 3 с $^{-1}$ и $10^{-17} < \rho < 10^{-15}$ см 3 с $^{-1}$ для $s = 10^{22}$ см, $\alpha = 2$ и $\beta = 1$. Тогда $\gamma = 100$, для достижения такого режима усиления необходима относительно высокая плотность опорного излучения $w \leq 10^3$ Вт/см 2 , которая однако вполне достижима с помощью современных ИК диодов, работающих в лазерном режиме. При этом нужно иметь в виду, что равновесная заселенность промежуточного состояния ($n_{от} = c \exp(-\Delta E/kT) \simeq 10^9$ см $^{-3}$ для $\Delta E = 6500$ см $^{-1}$, $T = 300$ К) не позволяет регистрировать очень слабые сигналы ($< 10^{-10}$ Вт/см 2) при комнатной и более высокой температуре.

Наличие процессов суммирования энергии (член $\rho n_1^2 \beta$) может существенно ограничивать максимальную величину выходных сигналов, поскольку в общем случае:

$$\gamma = \Gamma_1 [G(1-x)(\alpha-1) - 1] / [1+G(1-x) + \Gamma_2] - P_x / J_2. \quad (5)$$

Тем не менее, при умеренных значениях $P = 10^3$ ($p = 10^{-17} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$; $c = 10^{22} \text{ см}^{-3}$; $\tau_1 = 10^{-2} \text{ с}$; $\beta = 1$) процесс суммирования еще не слишком существен и можно работать при достаточно больших J_2 и x , а тем самым достичь значений усиленных сигналов до 10^{-3} Вт/см^2 .

Понижать коэффициент усиления и чувствительность такого регистратора ИК излучения могут также и другие неблагоприятные факторы: разброс параметров по толщине слоя, нагрев образца излучением накачки, инерционность процессов установления отклика и т.п. Однако приведенные выше соображения показывают реальность создания регистраторов, использующих кроссрелаксационное усиление. Таким образом, в рассматриваемых системах возможны визуализация ИК излучения и создание оптической среды, усиливающей регистрируемое излучение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blombergen N. Phys. Rev. Lett., 2, 84 (1952).
2. Чукова Ю.П. Антистоксова люминесценция и новые возможности ее применений, М., Сов. радио, 1980.
3. Koch M.E., Kuenu A.W., Case W.E. Appl. Phys. Lett., 56, 1083 (1990).
4. Ногин М.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 52, 940 (1990).
5. Тимофеев Ю.П., Нгуен Конг Тхань, Фридман С.А. Оптика и спектроскопия, 69, 3636 (1990).

Поступила в редакцию 18 ноября 1991 г.