

ДИНАМИКА ПРОСВЕТЛЕНИЯ ПЕРЕХОДА МЕЖДУ ВОЗБУЖДЕННЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ АКТИВАТОРНЫХ ЦЕНТРОВ В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Г. И. Асеев, М. Л. Кац, Е. И. Красникова,
Б. А. Медведев, В. К. Никольский и Т. Г. Силкина

Исследование динамики насыщения перехода между возбужденными состояниями активаторных центров представляет интерес, поскольку его результаты могут быть использованы для выяснения кинетики процессов многофотонной фотопроводимости и механизмов разрушения прозрачных диэлектриков, в пикосекундной спектроскопии при определении времен жизни продольной релаксации.

В работах [1-4] по возбуждению многофотонных процессов в ряде щелочно-галлоидных кристаллов (ЩГК) было установлено понижение потенциала ионизации I активаторных центров в поле свободно генерирующего лазера. Анализ возможных механизмов понижения I показал, что наряду с локальным нагревом наиболее вероятным механизмом является эффект насыщения. В [5-8] проведен учет влияния этого эффекта на процессы многофотонной ионизации в ЩГК и определены значения напряженности поля лазера E_L , соответствующие возможности реализации этого эффекта. В частности, для $KCl-Eu^{++}$ $E_L \sim 10^4 \div 10^5$ В/см [6, 9].

Нами исследована динамика просветления перехода между возбужденными электронными состояниями активаторных центров ЩГК в поле излучения двух лазеров. В нижнем канале (1 \rightarrow 2) энергетического спектра активатора происходит n -фотонное поглощение лазерного излучения, в верхнем (2 \rightarrow 3) — однофотонное довозбуждение до состояния 3, ионизация которого осуществляется за счет тепловых эффектов.

Для описания взаимодействия лазерного импульса со средой требуется совместное решение кинетических уравнений для матрицы плотности ρ с уравнениями Максвелла. Однако решение такой системы представляет значительные трудности даже для двух-уровневых систем. В связи с этим был сделан ряд упрощающих предположений.

1. Задача решалась в приближении прямоугольной формы лазерного импульса

$$E = \begin{cases} E_L^0, & 0 \leq t \leq \tau_L \\ 0, & \end{cases} \quad (1)$$

где τ — длительность лазерного импульса.

2. $T_2 \ll \tau_L \ll T_1$; T_1, T_2 — соответственно времена продольной и поперечной релаксации.

3. Возбужденные уровни активатора и зона проводимости в отсутствие поля пусты, т. е.

$$R_{11}^0 = 1, R_{22}^0 = R_{33}^0 = R_{44}^0 = 0,$$

где R_{44} — населенность зоны проводимости.

4. Двухфотонный процесс практически не меняет населенность первого уровня R_{11} .

5. Влияние поля на контуры полос поглощения в каналах 1 \rightarrow 2 и 2 \rightarrow 3 пренебрежимо мало, что справедливо, по нашим расчетам [7], вплоть до полей $\leq 10^6$ В/см.

Решение системы кинетических уравнений и уравнения Максвелла проведено методом последовательных приближений. В нулевом приближении амплитуды лазерных полей считаются заданными. Найденные значения $\rho_{ij}^{(0)}$ и $\rho_{jj}^{(0)}$ используются для нахождения в первом приближении метода Ньютона—Канторовича [11] $J^{(1)}(z, t)$.

При указанных допущениях, когда вероятность вынужденных переходов больше вероятности спонтанных переходов в канале 2 \rightarrow 3, получено выражение для разности населенностей возбужденных электронных уровней

$$\Delta^{(0)} = R_{22}^{(0)} - R_{33}^{(0)} = \frac{W_{1 \rightarrow 2}^f (W_{34} + W_{32})}{W_{21} W_{2 \rightarrow 3}^f} + \frac{2W_{1 \rightarrow 2}^f}{W_{21}} e^{-2W_{2 \rightarrow 3}^f t}, \quad (2)$$

где W_{34} — вероятность перехода 3 \rightarrow 4, вызванная термической ионизацией состояния 3; W_{21}, W_{32} — обратно пропорциональны временам продольной релаксации; $W_{2 \rightarrow 3}^f, W_{1 \rightarrow 2}^f$ — вероятности индуцированных одно- и двухфотонных переходов в каналах 2 \rightarrow 3 и 1 \rightarrow 2 [7].

Для $KCl-Eu^{++}$ при значении дипольного момента перехода 2 \rightarrow 3 $P_{23} \sim 5 \times 10^{-18}$ CGSE [10], $W_{32} \sim 1.5 \cdot 10^{-7}$ с $^{-1}$, расстройке резонанса перехода 2 \rightarrow 3 $\Omega_{32} \sim 0.6 \times 10^{14}$ с $^{-1}$, ширине линии поглощения $\delta_{23} \sim 7.8 \cdot 10^{14}$ с $^{-1}$ исследовано поведение Δ . В случае, когда напряженность полей лазерного излучения в каналах 1 \rightarrow 2 и 2 \rightarrow 3 одна и та же, например $E_L(\omega_{1 \rightarrow 2}) = E_L(\omega_{2 \rightarrow 3}) = 10^3$ CGSE, Δ экспоненциально убывает

от величины $\sim 10^{-3}$, определяемой полем накачки в канале $1 \rightarrow 2$, до значения $5 \cdot 10^{-8}$, соответствующего квазистационарному режиму. Квазистационарный режим взаимодействия света с веществом наступает при $t \sim 10^{-10}$ с, т. е. раньше включения релаксационных процессов, и определяется величиной, обратной частоте индуцированного перехода в канале $2 \rightarrow 3$ ($t = 1/W_{2 \rightarrow 3}^f$). Скорость убывания Δ больше для больших значений E_L .

Если в каналах $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$ действуют два различных поля, например $E_L(\omega_{1 \rightarrow 2}) = 10^3$ CGSE, $E_L(\omega_{2 \rightarrow 3}) = 10^2$ CGSE, то значение Δ меняется от 10^{-3} до $5 \cdot 10^{-6}$. Видно, что Δ тем меньше, чем больше напряженность поля $E_L(\omega_{2 \rightarrow 3})$. Как и в первом случае, переход к квазистационарному режиму наступает тем быстрее, чем выше значение $E_L(\omega_{2 \rightarrow 3})$.

Из решения уравнения Максвелла получено выражение для экспериментально наблюдаемого коэффициента пропускания $J^{(1)}/J_0$.

$$J^{(1)}/J_0 = \exp \left\{ -\Gamma \left[\chi + \frac{2W_{1 \rightarrow 2}^f}{W_{21}} \times \right. \right. \\ \times \left. \left. x e^{-2W_{2 \rightarrow 3}^f t} - 4x \frac{W_{1 \rightarrow 2}^f}{W_{21}} W_{2 \rightarrow 3}^f e^{-2W_{2 \rightarrow 3}^f t} \right] \right\} + \\ + \frac{4 \frac{W_{1 \rightarrow 2}^f}{W_{21}} W_{2 \rightarrow 3}^f x t e^{-2W_{2 \rightarrow 3}^f t} - x \frac{W_{1 \rightarrow 2}^f}{W_{2 \rightarrow 3}^f}}{\chi + 2 \frac{W_{1 \rightarrow 2}^f}{W_{21}} x e^{-2W_{2 \rightarrow 3}^f t}} \times \\ \times \left(1 - \exp \left\{ -\Gamma \left[\chi + \frac{2W_{1 \rightarrow 2}^f}{W_{21}} \times \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \times x e^{-2W_{2 \rightarrow 3}^f t} - 4x \frac{W_{1 \rightarrow 2}^f}{W_{21}} W_{2 \rightarrow 3}^f e^{-2W_{2 \rightarrow 3}^f t} \right] \right\} \right). \quad (3)$$

В (3) введены следующие обозначения: l — длина исследуемого образца,

$$x = \frac{1}{h} \frac{T_{23}^{-1}}{T_{23}^{-2} + \Omega_{23}^2}, \quad \chi = \frac{|V_{21}|^2}{h^3} \frac{(T_{12}^{-1} T_{23}^{-1} - \Omega_{12} \Omega_{23}) T_{13}^{-1} - (\Omega_{12} T_{23}^{-1} + T_{12}^{-1} \Omega_{23}) \Omega_{13}}{(T_{13}^{-2} + \Omega_{13}^2) (T_{23}^{-2} + \Omega_{23}^2) (T_{12}^{-2} + \Omega_{12}^2)}, \\ \Gamma = \frac{4\pi N \omega_{23} P_{23}}{u \varepsilon}. \quad (4)$$

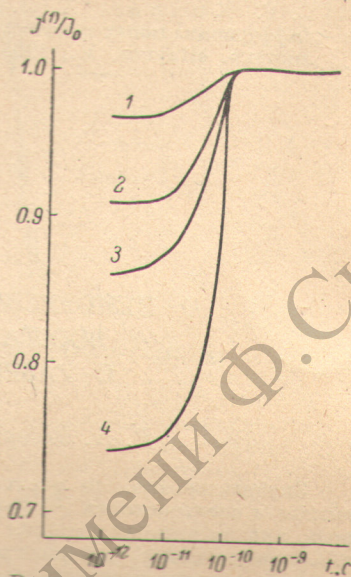
Здесь ε — диэлектрическая проницаемость среды, u — скорость света в среде, N — число частиц в единице объема, T_{ik} — времена поперечной релаксации. Через Ω_{ik} обозначены частотные расстройки в каналах $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$, $1 \rightarrow 3$

$$\Omega_{11} = 2\omega_L - \omega_{21}, \quad \Omega_{31} = 3\omega_L - \omega_{31}, \quad \Omega_{32} = \omega_L - \omega_{21}. \quad (5)$$

Для интерпретации полученного результата построена зависимость пропускания $J^{(1)}/J_0$ от времени (см. рисунок). Кривые на рисунке соответствуют случаю $E_L(\omega_{1 \rightarrow 2}) \sim 3 \cdot 10^5$ В/см, $E_L(\omega_{2 \rightarrow 3}) \sim 3 \cdot 10^4$ В/см. Видно, что во времени $t = 1/W_{2 \rightarrow 3}^f \sim 10^{-10}$ с устанавливается полное просветление $J^{(1)}/J_0 = 1$. В ранние моменты времени, когда пропускание пренебрежимо мало, $J^{(1)}/J_0$ уменьшается с увеличением толщины образца l . При больших значениях $E_L(\omega_{2 \rightarrow 3})$ полное просветление устанавливается при временах $t \sim 10^{-12}$ с.

Литература

- [1] Г. В. Асеев, М. Л. Кац, В. К. Никольский, В. А. Елистратов. Изв. АН СССР, сер. физ., 33, 858, 1969.
- [2] Г. В. Асеев, М. Л. Кац. ФТТ, 14, 1365, 1972.
- [3] Г. В. Асеев, М. Л. Кац, В. К. Никольский. ФТТ, 12, 3393, 1970.
- [4] Г. В. Асеев, М. Л. Кац. Опт. и спектр., 29, 1094, 1970.
- [5] Г. В. Асеев, М. Л. Кац, В. К. Никольский, Б. А. Медведев, Т. Л. Салыгина. Всп. диал. Сиб. симп. по лазерной спектроскопии. Красноярск, 4, 1973.



Временная зависимость коэффициента пропускания в условиях эффекта насыщения в кристалле KCl-Eu²⁺.
1 — $l=0.1$, 2 — $l=0.3$, 3 — $l=0.5$,
4 — $l=1.0$ см.

- [6] Г. И. Асеев, М. Л. Кац, В. К. Никольский, Б. А. Медведев, Т. Г. Силкина. ФТТ, 16, 293, 1974.
 [7] Г. И. Асеев, М. Л. Кац, В. К. Никольский, Б. А. Медведев, Т. Г. Силкина. Опт. и спектр., 38, 959, 1975.
 [8] Г. И. Асеев, М. Л. Кац, В. К. Никольский, Е. И. Красникова, Б. А. Медведев, Т. Г. Силкина. Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике, Тбилиси, 1976.
 [9] Г. И. Асеев. Автореф. канд. дисс., Саратов, 1972.
 [10] М. А. Ельяшевич. Спектры редких земель. М., 1953.
 [11] С. Г. Хихлин, Х. Л. Смолицкий. Приближенные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений. Справочная математическая библиотека. «Наука», М., 1965.

Поступило в Редакцию 10 мая 1977 г.

УДК 517.5 : 535.01

О НЕКОРРЕКТНЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧАХ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФУНКЦИЙ С РАЗРЫВАМИ ПРОИЗВОДНЫХ

Г. А. Ведерников и Н. Г. Преображенский

Значительное число обратных задач электродинамики [1], физики плазмы [2], оптики и спектроскопии [3] формулируется в виде интегральных уравнений первого рода, причем искомая функция $\varphi(y)$ включает в себя линейные участки с «изломами», т. е. производная $\varphi'(y)$ терпит разрывы. Легко понять, что в данном случае с помощью обычных, широко распространенных методов регуляризации применительно к уравнению типа

$$\int_a^b K(x, y) \varphi(y) dy = f(x) \quad (1)$$

трудно рассчитывать на получение хороших результатов восстановления $\varphi(y)$, поскольку использование априорной информации о гладкости $\varphi(y)$ не является оправданным. Это было особенно наглядно проиллюстрировано серией расчетов Бараката и Блэкмана [3], применивших классический алгоритм регуляризации Тихонова [4] к задаче восстановления импульса прямоугольной формы, искаженного «дифракционной» аппаратной функцией

$$K(x, y) = \frac{\sin^2(x - y)}{(x - y)^2}. \quad (2)$$

В предыдущей работе [5] нам удалось несколько улучшить результаты Бараката и Блэкмана за счет использования специальным образом модифицированного метода сопряженных градиентов. Однако радикального усовершенствования алгоритма восстановления достигнуто не было, поскольку априорно известные особенности искомого решения не включались явно в расчетную схему.

В описываемых ниже расчетах был применен иной подход к задаче. Из уравнения (1) с ядром (2) и $a = -\infty$, $b = +\infty$ восстанавливались функции $\varphi(y)$, имевшие трапецидальную форму (равнобочные и неравнобочные трапеции, в пределе вырождавшиеся в треугольники и прямоугольники). На первом этапе использовалась одна из обычных схем регуляризации с априорными ограничениями, касающимися гладкости и в некоторых случаях неотрицательности решения, что давало предварительную сглаженную версию $\varphi_0(y)$. Далее на основании найденной $\varphi_0(y)$ строилась аппроксимирующая функция $\varphi_a(y)$, состоявшая из отрезков прямых и уже имевшая трапецидальную форму. Отметим, что способ перехода от $\varphi_0(y)$ к $\varphi_a(y)$ не является особенно существенным и критичным. Вслед за этим искомое решение представлялось в виде

$$\varphi(y) = \varphi_a(y) \psi(y). \quad (3)$$

Функция $\varphi_a(y)$ вводилась в ядро уравнения и вновь решалось интегральное уравнение 1-го рода

$$\int_{-\infty}^{\infty} L(x, y) \psi(y) dy = f(x), \quad (4)$$