

На рисунке приведены температурные зависимости относительного порога генерации исследованных соединений в пропиловом спирте. Легко видеть, что для всех замещенных фталимида вид кривых является практически одинаковым — охлаждение раствора до -20 – -50°C приводит к заметному уменьшению порога, а при дальнейшем понижении температуры порог начинает резко возрастать. Такой характер изменения порога находится в полном соответствии с упоминавшимися выше теоретическими соображениями о роли процессов межмолекулярной релаксации, а также с аналогичными данными, относящимися к лазерному возбуждению [3]. Действительно, сопоставление полученных результатов о пороге генерации с температурным изменением энергетического зазора $\Delta E^{\text{фк}}$ [3] позволяет сделать вывод о наличии явной корреляции между указанными величинами, которая, как ожидалось, при ламповом возбуждении выступает более отчетливо, чем при лазерном.

Активатор *	$T_{\text{min}}, ^\circ\text{C}$	$U_{T_{\text{min}}}^{\text{ген.}}/U_{T_{\text{к}}}^{\text{ген.}}$
Родамин 6Ж	+40	1.3
Родамин Б	-25	2.0
3-АНМФ	-30	2.5
3,6-ДАНМФ	-30	8.5

* Растворитель — пропиловый спирт.

родамина 6Ж увеличивается степень димеризации его молекул, что также вызывает повышение порога и маскирует изучаемую зависимость от $\Delta E_g^{\text{фк}}$.

Результаты изучения пороговых закономерностей наводят на мысль о том, что аналогичным путем может быть повышена энергия генерации растворов красителей, поскольку между указанными величинами имеется определенная связь. С этой целью в идентичных условиях были измерены с помощью калориметра ИЭК-1 энергии генерации растворов, отвечающих комнатной температуре ($U_{T_{\text{к}}}^{\text{ген.}}$) и температуре, при которой достигается минимальное значение порога ($U_{T_{\text{min}}}^{\text{ген.}}$). Полученные данные приведены в таблице, из которой следует, что ожидаемая зависимость проявляется весьма отчетливо. В особенности обращает на себя внимание резкое (почти на порядок) возрастание энергии генерации раствора 3,6-ДАНМФ. Отметим также, что при температуре -30°C растворы 3,6-ДАНМФ и родамина Б по генерационной эффективности приближаются и даже превосходят раствор родамина 6Ж при комнатной температуре.

Таким образом, проведенное исследование показывает, что направленное изменение взаимного расположения равновесных и франк-кондоновских вибронных уровней молекулы активатора в растворе, достигаемое за счет рационального выбора растворителя и температуры [1, 4], позволяет существенно улучшать генерационные параметры лазеров на растворах органических веществ.

Литература

- [1] Н. Г. Бахшиев, В. И. Студенов. Опт. и спектр., 33, 115, 1972.
- [2] В. И. Студенов, Н. Г. Бахшиев. Опт. и спектр., 36, 392, 1974.
- [3] В. И. Студенов, Н. Г. Бахшиев. Опт. и спектр., 39, 661, 1975.
- [4] Н. Г. Бахшиев. Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий. «Наука», Л., 1972.
- [5] Н. Г. Бахшиев, О. П. Гирин, В. И. Студенов. Опт. и спектр., 39, 54, 1975.
- [6] Н. Г. Бахшиев, О. П. Гирин. Квантовая электроника, 2, 2058, 1975.
- [7] Л. В. Левшин, Т. Д. Славнова, В. И. Южаков. Ж. прикл. спектр., 14, 90, 1972.

Поступило в Редакцию 30 марта 1977 г.

УДК 535.317.1+548.0

САМОУСИЛЕНИЕ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММ НА КРИСТАЛЛАХ NaCl-Ca

А. Н. Кравец, М. К. Касымов и А. В. Чуманов

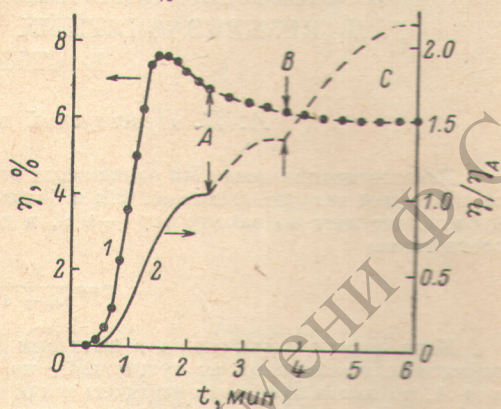
В работах [1–4] показано, что кристаллы NaCl-Ca можно отнести к перспективным голографическим материалам, причем наибольшее значение дифракционной эффективности (ДЭ) может быть достигнуто при восстановлении голограмм светом с длиной волны, соответствующей спаду F -полосы поглощения ($420\text{ нм} \geq \lambda \geq 519\text{ нм}$) [2]. В настоящей работе исследована кинетика ДЭ голограмм Фурье на кристаллах NaCl-Ca,

восстановленных коллимированным лучом света от монохроматора УМ-2 в области длинноволнового спада F -полосы поглощения (520—580 нм). Гол로그램ы записывали He—Cd лазером ЛГ-31 (441.6 нм) при средней освещенности кристалла 16 мВт/см² и оптимальной температуре 106° С. Методика эксперимента описана в работах [2, 3]. Кристаллы с оптимальной концентрацией Ca 0.17% [5, 6] окрашивали рентгеновскими лучами (трубка БХВ-7-Cu, 40 кВ, 30 мА) при 23° С до оптической плотности в максимуме F -полосы (470 нм) ~ 8. Одновременно измеряли ДЭ голограммы, восстановленной лучами He—Cd лазера и монохроматора. Лучи падали на кристалл под разными углами θ в соответствии с условием Брэгга: $2\Lambda \sin \theta = \lambda$, где $\Lambda = 1.57$ мкм — период голографической решетки. Полуширина кривой угловой селекции голограммы, охлажденной до 25° С, составляла $2\Delta\theta_{1/2} = 9.6'$, поэтому ее толщина приближенно равна [7]: $d \approx \Lambda / 2\Delta\theta_{1/2} = 560$ мкм. Полуширина кривой зависимости ДЭ от $\Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ — отклонение от условия Брэгга, составляла [7]: $2\Delta\lambda_{1/2} \approx \lambda (\Delta/d) \operatorname{ctg} \theta = 11$ нм, поэтому ширину щели монохроматора брали 0.5 мм, что обеспечивало $\Delta\lambda = 5$ нм $< 2\Delta\lambda_{1/2}$. Расходимость луча монохроматора составляла $15' > 2\Delta\theta_{1/2}$. Запись кинетики ДЭ осуществляли автоматически 12-канальным плейфтовым осциллографом Н-105 на ленту шириной 120 мм.

Наблюдали самоусиление записи голограммы в 1.5—2 раза при восстановлении ее некогерентным светом в области 520—580 нм. На рисунке приведена кинетика ДЭ голограммы, восстановленной He—Cd лазером (кривая 1) и лучом с $\lambda = 546$ нм линии ртути (кривая 2) интенсивностью 10 мкВт/см². После прекращения записи (точка А) ДЭ голограммы, восстановленной He—Cd лазером, уменьшается вследствие фототермостимулированной диффузии и разрушения F -центров. В то же время ДЭ голограммы, восстановленной лучом монохроматора, увеличивается. Вероятно это обусловлено увеличением глубины модуляции оптической плотности вследствие терморазрушения Z_1 -центров при 106° С (участок АВ). В соответствии с результатами работы [8] можно предположить, что образование Z_1 -центров происходит по следующей схеме: $F + h\nu \rightarrow F^* \rightarrow v_a^+ + e$; $\text{Ca}^{2+} v_c^- + v_a^+ \rightarrow \text{Ca}^{2+} v_c^- v_a^+$; $\text{Ca}^{2+} v_c^- v_a^+ + e \rightarrow \text{Ca}^{2+} v_c^- F \equiv Z_1$, где F^* — F -центр в возбужденном состоянии, e — электрон, v_a^+ — анионная вакансия, v_c^- — катионная вакансия. Максимум Z_1 -полосы поглощения лежит на длинноволновом спаде F -полосы, поэтому фоторазрушение F -центров сопровождается увеличением полуширины F -полосы поглощения, которая затем, однако, снова уменьшается при выдержке кристалла в темноте при $T \geq 70^\circ \text{C}$.

Увеличение ДЭ при охлаждении кристалла от 106 до 25° С (участок ВС кривой 2) обусловлено сужением M - и R -полос поглощения, накладывающихся на F -полосу. Наибольшее значение ДЭ составляло 5.7% при восстановлении голограммы светом с $\lambda = 546$ нм линии ртути и 7.6% при восстановлении He—Cd лазером. В кристаллах NaCl х. ч. (содержание Ca $< 0.01\%$) также наблюдали самоусиление записи при восстановлении голограммы светом с $\lambda = 546$ нм, но так как концентрация Z_1 -центров в них значительно ниже, участок, аналогичный АВ кривой 2, отсутствовал. Значение ДЭ голограмм, восстановленных He—Cd лазером, на кристаллах NaCl х. ч. в 1.5—2 раза ниже, а при восстановлении светом с $\lambda = 546$ нм почти на порядок ниже, чем на кристаллах NaCl—Ca. Это объясняется значительно большими концентрациями M - и R -центров в кристаллах NaCl х. ч. [1, 3], что приводит к увеличению «фона» под F -полосой и уменьшению амплитуды модуляции оптической плотности в голограмме.

Восстановление голограмм светом с $\lambda = 520$ —580 нм при 25° С не сопровождается их разрушением.



Изменение ДЭ голограммы, записанной He—Cd лазером на окрашенном кристалле NaCl—Ca.

1 — восстановление голограммы He—Cd лазером; 2 — лучом света с $\lambda = 546$ нм. А — пересечение записи; АВ — выдержка кристалла при температуре записи 106° С; ВС — охлаждение кристалла до 25° С со средней скоростью 0.7 К/с; η_A — в точке А.

Литература

- [1] А. Н. Кравец, А. А. Жаксылыкова, Ф. С. Кравец. Опт. и спектр., 38, 955, 1975.
- [2] А. Н. Кравец, П. Д. Березин. Опт. и спектр., 41, 634, 1976.
- [3] А. Н. Кравец, А. А. Жаксылыкова, Ф. С. Кравец. Ж. научн. и приклад. фотогр. и кинематогр., № 5, 359, 1976.
- [4] П. Д. Березин, И. Н. Компанец, А. Н. Кравец. Опт. и спектр., 42, 180, 1977.

- [5] А. А. Жаксылыкова, А. Н. Кравец, Ф. С. Кравец. Матер. Всес. конф. «Физика диэлектриков и перспективы ее развития», 1, 85, Политехн. инст., Л., 1973.
- [6] А. А. Жаксылыкова, А. Н. Кравец, М. К. Касымов. Изв. вузов, физика, № 8, 157, 1975. Деп. ВИНТИ № 1924-75 от 26.06.75.
- [7] H. Kogelnik. Bell. Syst. Tech. J., 48, 2909, 1969.
- [8] В. Е. Мандель, А. В. Тюрин. ФТТ, 18, 1464, 1976.

Поступило в Редакцию 18 апреля 1977 г.

УДК 535.37 : 666.22

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ КВАНТОВЫМ ВЫХОДОМ И СКОРОСТЬЮ ЗАТУХАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ НЕЭКВИВАЛЕНТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЦЕНТРОВ В СТЕКЛЕ

А. К. Пржевуский и М. Н. Толстой

Люминесценция ансамбля одинаковых оптических центров, у которых одинаковы скорости как излучательного A , так и безызлучательного d распада метастабильного уровня, затухает по закону $\exp(-t/\tau)$, а для ее квантового выхода q справедливо соотношение

$$q = \frac{A}{A+d} = A\tau. \quad (1)$$

Если центры различаются величинами d (например, потому, что находятся на различных расстояниях от тушителей), но имеют по-прежнему одинаковые значения A , то закон затухания люминесценции неэкспоненциален и зависит от длительности возбуждающего импульса, а квантовый выход равен [1]

$$q = A \frac{1}{I(\Delta t)} \int_{\Delta t}^{\infty} I(t) dt = A\tau. \quad (2)$$

Здесь $I(t)$ — интенсивность люминесценции после действия «короткого» возбуждающего импульса длительностью $\Delta t \ll (A+d_{\max})^{-1}$; время t отсчитывается от начала возбуждения.

В стеклах, активированных ионами РЗЭ, из-за неэквивалентности оптических центров, связанной с вариациями в расположении ближайших соседей РЗЭ, имеет место дисперсия скорости излучательного распада A [2-4]. В этом практически важном случае возникает проблема правильного усреднения значений A . Ниже показано, что если специальным образом усреднить величины A , то можно учесть дисперсию A и получить для q выражение, аналогичное (1) и (2).

Пусть в стекле имеется несколько типов оптических центров, каждый из которых характеризуется своими значениями A_i и d_i . Концентрация центров i -го типа — N_i . $\sum_i N_i = N$ — полная концентрация активатора. Представим, что в одинаковых условиях возбуждения имеется два образца стекла, у одного из которых $q < 1$, а у другого $q = 1$. Вторым образцом отличается от первого только тем, что у него для всех центров $d_i = 0$. Остальные параметры обоих образцов — N , N_i , A_i , распределение центров по матрице, спектры поглощения одинаковы. Образцы возбуждаются «коротким» световым импульсом такой длительности Δt , что за время его действия успеет распасться только пренебрежимо малая часть возбужденных центров каждого типа. При таких условиях люминесценция обоих образцов будет разгораться одинаково (см. рисунок), достигая к концу возбуждения величины

$$I(\Delta t) = \alpha \sum_i A_i N_i^*. \quad (3)$$

Здесь N_i^* — концентрация возбужденных центров i -го типа в момент Δt ; α — геометрический фактор. Квантовый выход образца с тушением равен отношению площади под кривой затухания люминесценции $I(t)$ этого образца к площади под кривой затухания $I'(t)$ образца с $q = 1$

$$q = \int_{\Delta t}^{\infty} I(t) dt \Big/ \int_{\Delta t}^{\infty} I'(t) dt. \quad (4)$$