

$$\Delta i = [(x/I) - 1 - (xS^{(1)}/2IS_1^{(0)})] \delta i \delta I \cos(\varphi_i - \varphi_I) + [1 + (S^{(0)}/2IS_1^{(0)})] \delta x \delta i \cos \varphi_i, \quad (13)$$

$$\Delta v_{12} = - (x\Delta v_p/4) \{ 2C_1^{(0)} \delta i (\delta x/x) \cos \varphi_i + 2C_1^{(1)} \delta i \delta I \cos(\varphi_i - \varphi_I) - \Delta C^{(1)} [2\Delta I + \delta I (\delta x/x) \cos \varphi_I] + 4C_1^{(0)} \Delta i + \Delta C^{(2)} \delta I^2 \}, \quad (14)$$

где параметры $C_1^{(n)}$ и $S_1^{(n)}$ определяются по (8), δI и δi — глубины модуляции средней интенсивности и разности интенсивностей, φ_I и φ_i — соответствующие сдвиги фаз модуляции этих характеристик КГЛ относительно модуляции возбуждения, а ΔI определяется (5).

В заключение отметим, что нелинейные сдвиги выходных параметров газовых лазеров нужно определять только в рамках теории сильного поля (или теории возмущений более высокого, чем третьего порядка по полю), так как они определяются вторыми производными от поляризуемости по полю.

Автор благодарит В. Е. Привалова и Ю. В. Филатова за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

- [1] Л. А. Мельников. Автореф. канд. дисс., СГУ, Саратов, 1978.
- [2] М. Н. Бурнашев, В. Е. Привалов. Опт. и спектр., 44, 325, 1978.
- [3] S. Stenholm, W. E. Lamb, Jr. Phys. Rev., 181A, 618, 1969.
- [4] W. E. Lamb, Jr. Phys. Rev., 134A, 1429, 1964.
- [5] Сб. под ред. Ю. Л. Климантовича «Волновые и флуктуационные процессы в лазерах». «Наука», М., 1976.
- [6] Я. И. Ханин. Динамика квантовых генераторов. «Сов. радио», М., 1975.
- [7] М. Н. Бурнашев, В. Е. Привалов. Квант. электрон., 3, 2355, 1976.

Поступило в Редакцию 7 октября 1979 г.

УДК 535.373.2 : 548.0

МЕХАНИЗМ ПЕРЕДАЧИ ВОЗБУЖДЕНИЯ КРИСТАЛЛА АКТИВАТОРНЫМ ЦЕНТРАМ В LiF-TiO₂

А. И. Непомнящих и Е. А. Раджабов

Известно несколько способов передачи энергии, поглощенной кристаллом, центру свечения [1, 2]. Для выяснения конкретного механизма передачи нами использовалась температурная зависимость активаторного свечения кристаллов LiF-TiO₂ в рентгенолюминесценции (РЛ). В спектрах РЛ этих кристаллов наблюдается интенсивное активаторное свечение 3.0 эВ (рис. 1).

Одним из возможных механизмов передачи является резонансная передача или реабсорбция энергии экситона центру свечения. Необходимым условием резонансной передачи является перекрытие полос экситонного свечения и возбуждения активатора. Для кристалла KJ-Eu, в котором резонансная передача очень эффективна, температурные зависимости экситонного и активаторного свечения при возбуждении в экситонной полосе совпадают [1]. Для кристаллов LiF-TiO₂ имеется небольшое перекрытие полос возбуждения активатора и свечения экситонов (рис. 1), поэтому можно ожидать, что некоторая доля энергии экситонов может передаваться активаторным центрам. Однако температурные зависимости экситонного и активаторного свечения под рентгеновским возбуждением не совпадают (рис. 2). При этом следует учесть, что в области активаторного свечения при этих температурах растет длинновол-

новая полоса экситонного свечения и при 64 К она может составлять от 30 до 50% коротковолновой экситонной полосы в различных образцах. Поскольку абсолютный рост активаторного свечения в интервале 85—65 К примерно в два раза больше, чем экситонного (рис. 2), следует полагать, что некоторая часть свечения активатора обусловлена резонансной передачей энергии экситонов центрам свечения. Учитывая рост

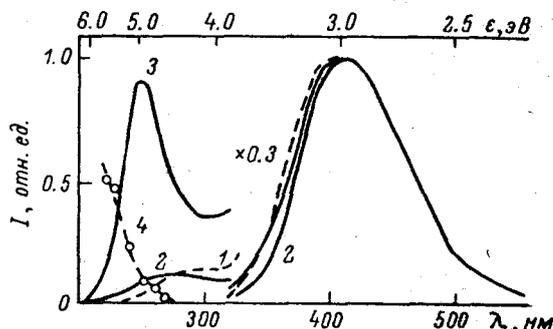
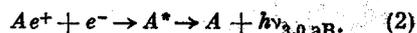
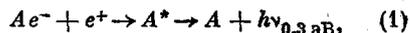


Рис. 1. Нормированные спектры РЛ (1—3) и возбуждения (4) кристалла LiF-TiO₂ при разных температурах.

1, 4 — 290, 2 — 80, 140, 3 — 63 К.

длинноволновой экситонной полосы и используя данные рис. 2, можно оценить вклад резонансного свечения активатора в РЛ при 80 К. Получается около 20%. С повышением температуры вероятность резонансной передачи уменьшается, поскольку экситонная полоса свечения смещается в длинноволновую сторону (рис. 1).

Сильный спад активаторного свечения наблюдается в области автолокализации дырок (рис. 2). Такие результаты могут быть обусловлены двумя процессами



На реализацию реакции (1) в LiF-TiO₂ указывают следующие обстоятельства: а) в этих кристаллах наблюдается интенсивный пик термостимулированной люминесценции (ТСЛ) при температурах делокализации V_k -центров (рис. 2).

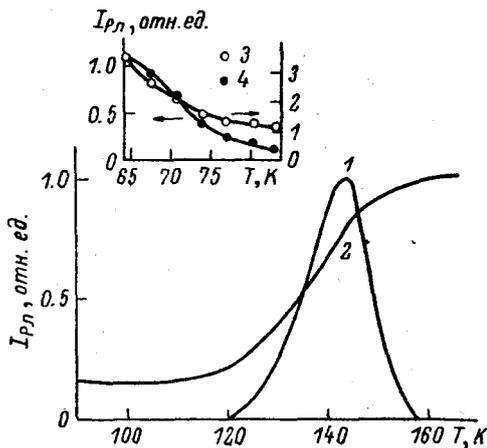


Рис. 2. Кривая ТСЛ (1) и температурные зависимости активаторной (2, 3) и экситонной 5.0 эВ (4) после РЛ кристалла LiF-TiO₂.

спектр свечения в котором совпадает со спектром РЛ при 140 К (рис. 1); б) после выключения рентгеновского излучения при 140 К в полосе 3.0 эВ первоначально наблюдается резкий спад, совпадающий по величине с РЛ ниже 110 К, а затем затухание свечения с $\tau=26$ с, обусловленное миграцией дырок. Кривую затухания можно разложить на несколько экспонент, физически это будет соответствовать разной длине пути релаксированной дырки к электрону активатора. Эти результаты показывают, что процесс свечения в РЛ при 140 К в большинстве идет по реакции (1). В противном случае при рекомбинации дырки на активаторе с зонным электроном спад свечения после выключения рентгеновского излучения происходил бы практически мгновенно.

Возможность реакции (2) в LiF-TiO_2 можно выяснить, используя вспышку рентгенолюминесценции. Исследования показали, что после низкотемпературного облучения кристаллов LiF-TiO_2 (дозой 10^4 Р) и нагрева до 150 К активаторная рентгенолюминесценция увеличивается примерно в три раза, что говорит об образовании комплекса Ae^+ . Добавочная РЛ начинает уменьшаться после прогрева до температур выше 400 К. Обнаружена также туннельная люминесценция после выключения рентгеновского излучения при 80 К со спектром, совпадающим со спектром РЛ при этой температуре. В этом случае активатор, очевидно, захватывает горячие дырки, а люминесценция возникает при туннелировании электронов с ближайших ловушек. Около 10% активаторной РЛ при 80 К обусловлено туннельной люминесценцией.

Таким образом, в LiF-TiO_2 активатор, так же как Ag^+ , Tl^+ в NaCl , KCl [3, 4], может захватывать либо электрон, либо дырку. Кроме того, небольшая доля активаторной РЛ при 80 К обусловлена резонансной передачей энергии экситонов центрам свечения.

Литература

- [1] Ч. Б. Луцкий, Г. Г. Лийдя, Н. Е. Луцкий, Е. А. Васильченко, К. А. Калдер, Р. А. Кинк, Т. А. Соовик. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 334, 1973.
 [2] Э. Д. Алукер. Изв. АН ЛатвССР, сер. физ., и техн. наук, № 2, 21, 1969.
 [3] С. J. Delbecq, A. K. Gosh, P. H. Yuster. Phys. Rev., 151, 599, 1966.
 [4] Ч. Б. Луцкий, Е. А. Васильченко, Н. Е. Луцкий, А. А. Пунг. Тр. ИФА АН ЭССР, 39, 3, 1972.

Поступило в Редакцию 18 сентября 1979 г.

УДК 539.184+621.373 : 535

ЭФФЕКТ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ЧАСТОТ В ЛАЗЕРЕ

Е. Б. Александров и В. К. Прилипко

Занимаясь спектроскопией возбужденных состояний ^{129}Xe , мы использовали ксеноновый лазер, перестраиваемый магнитным полем, при работе с которым столкнулись с любопытным явлением жесткой синхронизации колебаний на двух независимых переходах.

Лазер с брьюстеровскими окнами помещался в продольное магнитное поле. В отсутствие поля при соответствующей настройке резонатора лазер генерировал на двух сверхтонких компонентах перехода $5d [7/2]_3 - 6p [5/2]_2$ (линия 3508 нм). При наложении поля, расщеплявшего линии более их доплеровской ширины, генерация осуществлялась на четырех частотах ν_1 и ν_2 . Мощность генерации в каждой линии была существенно меньше, чем в отсутствие поля, так как для циркулярных поляризаций в расщепленных линиях резонатор с брьюстеровскими окнами обладает большими потерями. С ростом расщепления мощность генерации падала и при некоторой напряженности поля генерация вообще срывалась (раньше для более слабой линии $F=5/2 - F'=3/2$) в связи с ростом ширины линий усиления из-за небольшого различия g -факторов комбинирующих уровней.

Однако при дальнейшем увеличении поля в узкой области в окрестности 120 Э генерация возникла снова. Как выяснилось, это происходило в области пересечения частот двух ортогонально поляризованных зеемановских составляющих компонент линии 3508 нм, как это показано на рисунке, а (сплошные линии соответствуют области генерации). В области пересечения частот ν_1 и ν_2 в рабочей среде может усиливаться свет