

С учетом экспоненциального множителя α в выражении (2) величина эффективного сечения ассоциативной ионизации (1) $Q=2.2 \cdot 10^{-16}$ см², $T=470^\circ$ К, что примерно на порядок меньше сечения аналогичного процесса с 6^2P -уровней цезия [2].

Такое расхождение для величины сечения ассоциативной ионизации в случаях рубидия и цезия можно качественно связать с особенностями движения возбужденных атомов A^* , участвующих в реакции (1) по отталкивательным термам квазимолекулы A^*A^* , возникающими при переходе от цезия к рубидию (рис. 2).

При сближении двух возбужденных щелочных атомов в резонансных 2P -состояниях снимается вырождение по проекции орбитального момента атома. В результате уровни $P-P$ конфигурации расщепляются на систему Σ -, Π - и Δ -термов, причем обменное взаимодействие на больших межатомных расстояниях R убывает при переходе от Σ - к Δ -термам.

Термы квазимолекулы, составленной из атомов $P-P$ конфигурации, наряду с пересечением термов, соответствующих соседним возбужденным атомам (например, с термами $5D$ конфигурации на больших R [5]), могут пересекаться с границей сплошного спектра — термом молекулярного иона. Предположим, что относительное расположение Σ -, Π - и Δ -термов, характерное для области больших R , сохраняется при уменьшении межатомного расстояния, а границу сплошного спектра пересекают только отталкивательные термы. В случае резонансных уровней Rb и Cs обменное взаимодействие можно считать примерно одинаковым (отталкивательные термы одинаковым образом изменяются с R), в то же время равновесное расстояние и дефект реакции (1) для иона Rb_2^+ меньше, чем для Cs_2^+ [4] (рис. 2). Тогда возможное объяснение экспериментально наблюдаемого уменьшения сечения ассоциативной ионизации при переходе от Cs к Rb может быть связано с подбарьерным характером процесса. При таком рассмотрении атомы могут сблизиться до расстояния порядка равновесного расстояния молекулярного иона (пойдет реакция (1)) за счет подбарьерного перехода. Вероятность этого эффекта экспоненциально зависит от ширины барьера. При сделанных предположениях ширина барьера для реакции Rb^*+Rb^* больше, чем в случае Cs^*+Cs^* . При переходе от Cs к Rb увеличивается расстояние, на котором происходит пересечение терма с границей сплошного спектра (рис. 2) и, следовательно, сечение реакции (1) для случая атома Rb может быть меньше.

В заключение отметим, что наличие конкурирующего процесса, приводящего к удвоению энергии возбуждения щелочных атомов в области больших R [5], также может приводить к расхождению в сечениях процесса (1) для цезия и рубидия.

Авторы признательны С. Э. Фришу за внимание к работе и А. Э. Девятернику за полезные обсуждения.

Литература

- [1] А. Н. Ключарев, Н. С. Рязанов. Опт. и спектр., 22, 425, 1972.
- [2] Б. В. Добролеж, А. Н. Ключарев, В. Ю. Сепман. Опт. и спектр., 38, 1090, 1974.
- [3] А. Н. Ключарев, В. Ю. Сепман, Б. В. Добролеж. Опт. и спектр., 37, 822, 1974.
- [4] R. E. Olson. Phys. Rev., 187, 153, 1969.
- [5] В. М. Бородин, И. В. Комаров. Опт. и спектр., 36, 250, 1974.

Поступило в Редакцию 30 декабря 1974 г.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ ПОЛОСЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФТОРИСТОГО ЛИТИЯ

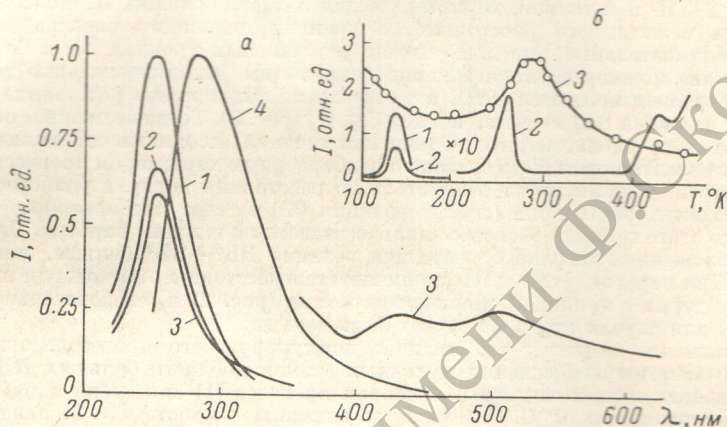
П. А. Родный

Полосы термолюминесценции (ТЛ) и рентгенолюминесценции (РЛ) кристаллов LiF, регистрируемые в видимой области спектра, сходны при соответствующих температурах вследствие идентичности механизмов люминесценции [1]. Полоса люминесценции низкотемпературного термолика фтористого лития лежит в ближней ультрафиолетовой области спектра и считается связанной с рекомбинацией де локализованных дырок с электронами F -центров [2]. В некоторых образцах LiF полоса рентгенолюминесценции регистрировалась также в УФ части спектра, поэтому предполагалось, что механизмы РЛ и ТЛ в этом случае идентичны [2]. Авторы работы [2] считают, что коротковолновые полосы люминесценции в LiF могут быть обусловлены рекомбинацией электронов на V_k -центрах, т. е. в конечном итоге излучением актинонов типа V_k+e^- .

Целью настоящей работы являлось изучение УФ полос люминесценции в кристаллах LiF с минимальным содержанием следовых примесей (образцы первой группы

LiFI, отличительные особенности которых удалось определить в предыдущих работах [4, 5]) и в номинально чистых кристаллах, содержащих определенную концентрацию неконтролируемой примеси (образцы второй группы LiFII). Экспериментальная установка, позволяющая регистрировать спектры РЛ и ТЛ, отличалась от используемой ранее [4] более широким диапазоном рабочих температур 100–600° К. Время записи спектра ТЛ составляло менее 20 сек. при скорости нагрева кристалла 4.4 град./мин. Спектры, полученные на ленте самописца, исправлялись с учетом пропускания оптической системы на разных длинах волн, дисперсии монохроматора и спектральной чувствительности фотоприемника.

Для всех кристаллов LiF, рентгенизованных при 100° К, характерен интенсивный термопик 135° К, в кристаллах второй группы регистрируется пик 260° К и более высокотемпературные пики (кривые 1, 2 на рисунке, б). Спектры ТЛ, соответствующие пику 135° К, представлены на рисунке, а. Максимум полосы термолюминесценции регистрируется при (250 ± 5) нм, полуширина полосы 50 нм, полоса рентгенолюминесценции в LiFI при той же температуре имеет максимум при (280^{+10}_{-5}) нм и полуши-



а — спектры ТЛ LiFI (1), LiF II (2, 3) и PЛ LiFI (4) при 135° К;
б — зависимость от температуры интенсивности ТЛ LiFI (1),
LiFII (2) и PЛ LiFI (3).

рину 70 нм. В кристаллах LiFII максимум полосы PЛ лежит при 400 нм. В спектрах ТЛ кристаллов второй группы при 135° К, кроме полосы 250 нм, регистрируется широкая полоса в видимой области спектра. Причем интенсивность длинноволновой полосы незначительна в образцах LiFII, если измерения проводятся на «свежих» образцах (кривая 2 на рисунке, а). Если же кристалл LiFII подвергался нескольким циклам облучения при 100° К с последующим нагревом до комнатной температуры, то интенсивность длинноволновой полосы в нем возрастает, а коротковолновой 250 нм падает (кривая 3 на рисунке, а).

Зависимость выхода PЛ от температуры кристаллов первой группы имеет максимум в районе 280° К (кривая 3 на рисунке, б). При возбуждении рентгеновскими импульсами малой длительности [5] спад люминесценции в LiFI состоит из быстрой $< 5 \cdot 10^{-8}$ сек. и медленной $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ сек. составляющих.

Высокотемпературные термопики в кристаллах LiFII, практически отсутствующие в LiFI, обусловлены следовой примесью двухвалентного металла [6]. Наличие интенсивного термопика при 135° К в кристаллах с минимальной концентрацией следовых примесей объясняется тем, что этот пик обусловлен взаимодействием V_k - и F -центров, которые эффективно образуются в кристаллах LiF без присутствия какой-либо примеси [7]. В данном случае F -центры служат центрами люминесценции, а V_k -центры — центрами захвата дырок, которые при температуре выше 120° К становятся подвижными и могут мигрировать к электронам F -центров. В кристаллах второй группы с увеличением поглощенной дозы, очевидно, кроме F -центров, образуются другие центры люминесценции, что приводит к возникновению длинноволновой полосы ТЛ при 135° К.

Результаты эксперимента показывают, что параметры полос рентгенолюминесценции и термолюминесценции, а следовательно, и механизмы PЛ и ТЛ при 135° К в кристаллах LiF различны. Близость параметров полос рентгенолюминесценции в кристаллах LiF и CaF_2 позволяет предположить, что УФ полоса во фториде лития, подобно CaF_2 , обусловлена излучением релаксированных экситонов типа $V_k + e^-$ [4]. Вероятно, на экситонную полосу накладывается излучение, связанное с V_F -центрами, поскольку увеличение выхода PЛ наблюдается в температурной области далакализации V_F -центров фтористого лития.

Автор выражает благодарность Д. Ю. Лусису за помощь при обсуждении моделей люминесценции фтористого лития.

- [1] D. Lewis, L. P. Miller, R. H. Vube. J. Appl. Phys., 41, 3687, 1970.
 [2] К. К. Шварц, Э. Д. Алукер, Л. Э. Интерберг, С. А. Чернов. Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. наук, № 4, 51, 1967.
 [3] H. V. Dietrich, R. V. Murga. Bull. Am. Phys. Soc., 14, 130, 1969.
 [4] Н. Н. Ершов, Г. М. Захаров, Т. И. Никитинская, П. А. Родный. Опт. и спектр., 36, 209, 1974.
 [5] Г. М. Захаров, П. А. Родный, Г. В. Ягов. ПТЭ, № 6, 166, 1973.
 [6] Г. М. Захаров, В. Г. Микуцкий, Т. И. Никитинская, П. А. Родный. Неорганические материалы. Изв. АН СССР, 11, 1060, 1975.
 [7] R. Gassinelli, R. L. Misher. Phys. Rev., 175, 395, 1968.

Поступило в Редакцию 31 декабря 1974 г.

УДК 537.531 : 535.37

КИНЕТИКА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФТОРИДОВ КАЛЬЦИЯ И СТРОНЦИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ РЕНТГЕНОВСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ МАЛОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Т. И. Никитинская, П. А. Родный и С. Б. Мухоморов

Люминесценция особо чистых кристаллов CaF_2 , SrF_2 , BaF_2 характеризуется наличием ультрафиолетовых полос излучения, которые образуются при аннигиляции релаксированных экситонов [1]. При фотовозбуждении в вакуумной ультрафиолетовой области исследованы спектры [1, 2] и кинетика [3] экситонной люминесценции фторидов металлов второй группы.

В настоящей работе исследовалась кинетика люминесценции фторидов кальция и стронция при возбуждении мощными рентгеновскими импульсами длительностью 20 нсек. [4]. Измерения проводились на образцах CaF_2 и SrF_2 с минимальной концентрацией следовых примесей, спектры рентгенолюминесценции (РЛ) кристаллов содержали лишь УФ полосы с максимумами при 280 и 300 нм соответственно [5]. Импульсы РЛ кристаллов регистрируемые фотоприемником ФЭУ-39, фотографировались с экрана осциллографа С1-54.

Примеры осциллограмм импульсов РЛ кристаллов CaF_2 и SrF_2 приведены на вставках рис. 1 и 2. Спад РЛ в CaF_2 близок к экспоненциальному, за исключением области высоких температур $> 350^\circ \text{K}$ и той области температур (180–280° K), где регистрируется небольшой (0,5–0,7 мсек.) горизонтальный участок в начале спада люминесценции (рис. 1). В кристаллах SrF_2 при температурах ниже 210° K спад РЛ состоит из быстрой $< 5 \cdot 10^{-8}$ сек. и медленной $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ сек. составляющих (рис. 2), в исследуемых образцах CaF_2 быстрой компоненты не обнаружено. На рис. 2, б (кривая 1) штриховой линией показана интенсивность люминесценции в SrF_2 , достигаемая за время действия рентгеновского импульса, а сплошной линией — интенсивность, соответствующая началу медленного спада РЛ.

Зависимость времени спада люминесценции τ от температуры представлена на рис. 1, б и 2, б (штриховая кривая 2 — τ отсчитывалось от момента прекращения возбуждения, сплошная кривая 2 — от начала спада, т. е. без учета горизонтального участка). Видно, что необычно высокое при комнатной температуре значение времени спада экситонной люминесценции (2,2 мсек. в CaF_2) при низких температурах возрастает до 10–12 мсек. Интенсивность люминесценции I_0 кристаллов CaF_2 и SrF_2 , которая достигается за время действия рентгеновского импульса уменьшается не только в области температурного тушения, как при непрерывном режиме возбуждения (кривые 1 на рис. 1, а и 2, а), но и в области низких температур (кривые 1 на рис. 1, б и 2, б). В то же время выход РЛ при импульсном возбуждении, т. е. величина $L =$

$$= \int_0^{\infty} I dt$$
 имеет зависимость от температуры (кривая 2 на рис. 1, а и 2, а), близкую к аналогичной зависимости при непрерывном возбуждении (кривые 1 на рис. 1, а и 2, а).

Уменьшение интенсивности I_0 в области низких температур свидетельствует о том, что с понижением температуры уменьшается число релаксированных экситонов, участвующих в создании квантов люминесценции во время действия рентгеновского импульса (20 нсек.). Общее число экситонов, образующихся за время возбуждения, остается постоянным, так как выход РЛ незначительно изменяется в области отсутствия