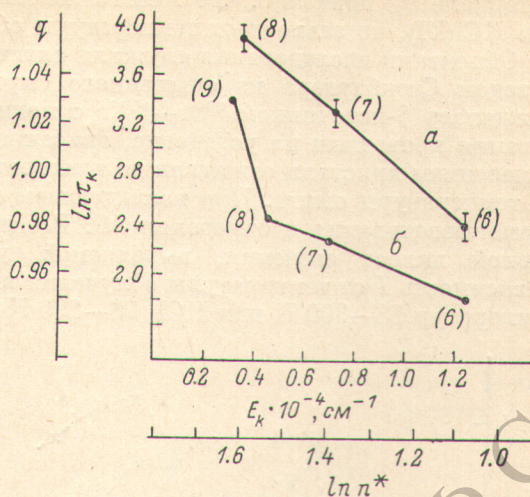


По результатам, представленным в таблице, для трех членов ($n=6, 7, 8$) спектральной серии $nd^2D_{3/2}$ атома золота построены графики зависимости экспериментального значения радиационного времени жизни τ_k от эффективного главного квантового числа n^* (кривая *a* на рисунке) и для четырех членов ($n=6, 7, 8, 9$) той же спектральной серии — эффективного орбитального параметра q [8, 9] от энергии возбужденного состояния



a — зависимость экспериментального значения радиационного времени жизни τ_k от эффективного квантового числа для трех членов ($n=6, 7, 8$) спектральной серии $nd^2D_{3/2}$ атома золота. *б* — зависимость эффективного орбитального параметра q от энергии возбужденного состояния для четырех членов ($n=6, 7, 8, 9$) той же спектральной серии.

(кривая *б* на том же рисунке). Экстраполяция графика зависимости $\tau_k(n^*)$ (см. рисунок, кривая *a*) на возбужденное состояние $9d^2D_{3/2}$ дает для него значение $\tau \sim 80$ нс, которое будет значительно отличаться от экспериментального. На это указывает нарушение линейности изменения параметра q с E_k для состояния $9d^2D_{3/2}$ (см. рисунок, кривая *б*).

В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность А. Л. Ошеровичу за ряд полезных замечаний при обсуждении результатов.

Литература

- [1] С. В. Маркова, В. М. Черезов. Квант. электрон., 4, 614, 1977.
- [2] М. М. Калугин, С. Е. Потапов, М. В. Тютчев. Письма ЖТФ, 6, 280, 1980.
- [3] М. М. Калугин, С. Е. Потапов, М. В. Тютчев. Письма в ЖТФ, 6, 284, 1980.
- [4] Справочник по лазерам. Пер. с англ. под ред. А. М. Прохорова. I, 190, 1978.
- [5] А. Л. Ошерович, Я. Ф. Веролайнен. В кн.: Проблемы атмосферной оптики, 80. Изд. ЛГУ, Л., 1979.
- [6] А. Л. Ошерович, Г. Л. Шлехоткина, В. Р. Обидин. Опт. и спектр., 50, в. 6, 1984.
- [7] С. Е. Moore. Atomic Energy Levels. — Cir. Nat. Bur. Stand. 467, 1958, v. III, p. 186—190.
- [8] П. Ф. Груздев, А. И. Шерстюк. Опт. и спектр., 44, 617, 1976.
- [9] П. Ф. Груздев, Н. В. Афанасьева. Опт. и спектр., 45, 631, 1978.

Поступило в Редакцию 5 октября 1980 г.

УДК 535.376 : 548.0

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ РАДИОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ, АКТИВИРОВАННЫХ Eu^{2+}

В. П. Авдонин и А. П. Недашковский

В щелочно-галлоидных кристаллах (ЩГК), активированных редкоземельными элементами, интенсивность радиолюминесценции (I) и светосумма, запасенная при облучении (Q), зависят от температуры возбуждения сложным образом. В этих кристаллофосфорах при изменении тем-

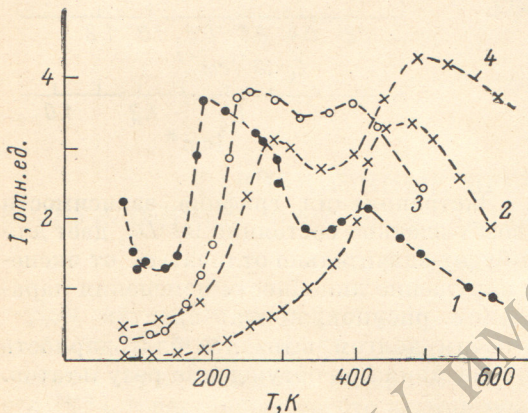
пературы не наблюдается постоянства абсолютного энергетического выхода радиolumинесценции (АЭВРЛ), хотя на большом экспериментальном материале [1] показано, что АЭВРЛ многих ЩГК, в частности кристаллов KCl(Tl), не зависит от температуры облучения.

Объектами исследования служили активированные ЩГК, выращенные методом Стокбаргера из очищенного сырья. Радиolumинесценция возбуждалась β -источником $^{90}\text{Sr}-^{90}\text{Yt}$ с мощностью дозы 560 эрг/с. Исследования проводили на установке, описанной в работе [2]. Перед каждым измерением кристалл отжигали до температуры 650 К и резко охлаждали до температуры опыта. При последующем отжиге регистрировали кривые термовысвечивания и определяли Q . Все измерения проводили в активаторной полосе свечения, выделяемой узкополосным светофильтром. Зависимость I от температуры облучения показана на рисунке. В области температур 78—300 К для KCl, 78—290 К для RbCl, 78—250 К для KBr и 120—300 К для NaCl температурные зависимости I и Q описываются следующими выражениями:

$$I = I_0 + C_1 \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right), \quad (1)$$

$$Q = Q_0 + C_2 \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right), \quad (2)$$

где I_0 и Q_0 — значения соответствующих величин при



Зависимость интенсивности РЛ от температуры.

1 — NaCl, 2 — RbCl, 3 — KBr, 4 — KCl.

78 К (при 120 К в случае NaCl); E_1 и E_2 соответственно равны: 0.080 ± 0.004 и 0.073 ± 0.003 эВ для KCl, 0.082 ± 0.003 и 0.080 ± 0.003 эВ для RbCl, 0.160 ± 0.005 и 0.067 ± 0.003 эВ для NaCl, 0.097 ± 0.003 и 0.034 ± 0.003 эВ для KBr.

Светосумма, запасенная в кристалле, независимо от температуры облучения практически полностью высвечивается в высокотемпературных термопиках, связываемых с разрушением F центров [3]. По данным работ [4–6], в интервале температур 100—300 К действительно наблюдается возрастание эффективности накопления F -центров, пропорциональное $\exp(-E/kT)$, причем E составляет 0.067, 0.032 и 0.060 эВ для KCl, KBr и NaCl соответственно, что близко значениям величины E_2 .

Согласно данным работ [7, 8], в ЩГК основной вклад в передачу энергии активатору вносят электронно-дырочные пары. Причем в ЩГК, активированных Eu^{2+} , радиolumинесценция (РЛ) протекает, по-видимому, по электронно-дырочному механизму, по крайней мере в температурном интервале 78—300 К. Согласно последнему, активаторное свечение возникает при рекомбинации электрона с дырочным активаторным центром. Доводом в пользу электронно-дырочного механизма служит то, что в ЩГК, легированных Eu^{2+} , а также Ca^{2+} и Sr^{2+} , не обнаружены активаторные центры, с которыми могли бы рекомбинировать дырки [9]. При допущении электронно-дырочного механизма РЛ для объяснения зависимости (1) можно предположить, что дырочные активаторные центры конкурируют за захват электронов с дырочными решеточными центрами, например с V_k -центрами. С возрастанием температуры скорость образования дырочных активаторных центров увеличивается пропорционально $\exp(-E/kT)$, что приводит к возрастанию I по такому же закону. Предполагая, что дырочные активаторные центры образуются в результате диффузии V_k -центров, для объяснения малой величины энергии активации в выражении

(1) нужно допустить, что в исследуемых кристаллофосфорах имеются электронные центры захвата с глубиной E' , меньшей энергии активации диффузии V_k -центров (E''). В этом случае скорость накопления дырочных активаторных центров с возрастанием температуры будет расти пропорционально $\exp(-E''-E')/kT$. Хотя в рамках данной модели можно объяснить наблюдаемые на опыте значения E , предположение об образовании дырочных активаторных центров в результате диффузии V_k -центров не может быть принято, так как рост I начинается при температурах, когда V_k -центры еще неподвижны. Действительно, в наших опытах I измерялись при времени облучения 10 мин. Согласно [10] в KCl время реориентации V_k -центров, меньшее 10 мин, достигается при температурах более 165 К, а возрастание I в KCl (Eu) начинается уже при температурах выше 78 К. На наш взгляд, зависимость (1) можно объяснить, предположив, что дырочные активаторные центры образуются при захвате активатором нелокализованных зонных дырок. Такая возможность экспериментально доказана в работе [11]. Кроме того, в той же работе показано, что скорость образования дырочных примесных центров по рассматриваемому механизму возрастает с увеличением температуры пропорционально $\exp(-E/kT)$, где E — порядка нескольких сотых долей эВ.

Провал на кривых $I(T)$ в области 300 К можно объяснить, по-видимому, тем, что в этой температурной области происходит отход катионной вакансии (v_c^-) от активатора [12], вследствие чего возрастает энергетический барьер, уменьшающий эффективность образования дырочных активаторных центров.

Литература

- [1] Г. А. Михальченко. Автореф. докт. дисс. ЛТИ им. Ленсовета, Л., 1970.
- [2] В. П. Авдониц, Г. А. Михальченко, В. Т. Плаченков. Ж. прикл. спект., 6, 272, 1967.
- [3] I. Katz, B. Chenfonx, N. Kristianpoller. Phys. Stat. Solidi (a), 12, 307, 1972.
- [4] M. Ikeya, N. Itoh, T. Okada, T. Suita. J. Phys. Soc. Japan, 21, 1304, 1966.
- [5] И. К. Витол, В. Э. Зирап, В. Я. Круминь, Д. К. Миллер. В сб.: Труды межвуз. конференц. по радиац. физике, 46. Изд. Томского унив., 1970.
- [6] Э. Д. Алукер, В. В. Гаврилов, А. М. Лурье, С. А. Чернов. ФТТ, 18, 611, 1976.
- [7] Р. А. Кинк, Г. Г. Лийдья. ФТТ, 11, 1641, 1969.
- [8] Н. Е. Лущик, Х. А. Сабвик. Тр. ИФА АН ЭССР, 42, 61, 1974.
- [9] H. J. Paus. Z. Physik, 218, 56, 1969.
- [10] E. J. Keller, F. W. Patten. Sol. St. Comm., 7, 1603, 1969.
- [11] Э. Д. Алукер, В. И. Флеров, С. А. Чернов. ФТТ, 21, 3660, 1979.
- [12] R. Röhrig. Phys. Lett., 16, 20, 1965.

Поступило в Редакцию 24 октября 1980 г.

УДК 539.184.22 : 546.35

ИЗМЕРЕНИЕ ПОСТОЯННЫХ УШИРЕНИЯ И СДВИГА D_2 -ЛИНИИ РУБИДИЯ (780.0 нм) ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ

В. Н. Белов

В настоящей работе приводятся результаты измерений уширений и сдвигов D_2 -линии рубидия (780.0 нм) инертными газами при давлении менее 100 тор. Измерения проводились методом магнитного сканирования, описанным в [1]. Ниже мы более подробно остановимся на методике об-