

Литература

- [1] Кизель В. А. — УФН, 1985, т. 147, № 3, с. 559.
 [2] Craig D. P., Power E. A., Thirunamachandran T. — Chem. Phys. Lett., 1974, v. 27, N 2, p. 149.
 [3] Mason S. F. — Chem. Phys. Lett., 1975, v. 32, N 2, p. 201.
 [4] Schirrer P. E. — Mol. Phys., 1975, v. 29, N 6, p. 1705.
 [5] J'haуа Y., Oikawa Y., Nakamura T. — Bull. Chem. Soc. Japan, 1980, v. 53, N 12, p. 3408.
 [6] Schirrer P. — J. Phys. Chem., 1985, v. 89, N 26, p. 5805.
 [7] Агранович В. М. — УФН, 1974, т. 112, № 1, с. 143.
 [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1974.
 [9] Борн М., Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. М., 1958.
 [10] Агранович В. М., Таланина И. Б. — ФТТ, 1986, т. 28, № 9, с. 2780.

Поступило в Редакцию 4 декабря 1986 г.

УДК 535.37 : 548.0

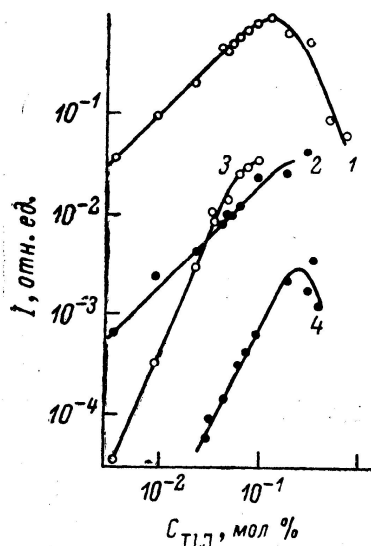
Опт. и спектр., т. 63, в. 2, 1987

ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ И ДЫРОЧНЫХ АКТИВАТОРНЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ NaJ-Tl

Панова А. Н., Кудин А. М., Долгополова А. В.

Известно, что в гамма-облученных при 77 К кристаллах NaJ-Tl образуются активаторные центры окраски, разрушающиеся при 105, 156, 330 К, а также в области 240 К. Первые два максимума связаны с термическим разрушением соответственно центров Tl^0 [1, 2] и Tl_2^+ [3]. О природе остальных пиков ТСЛ нет единого мнения. Отсутствуют достоверные данные и о стабильности активаторных центров Tl^{2+} , что затрудняет понимание механизма сцинтилляционного процесса при изменении температуры и содержания активатора. Предполагается что эти центры разрушаются в области температур 250—300 К [4].

В настоящей работе были изучены термооптические свойства кристаллов, содержание активатора в которых изменялось в диапазоне молярных долей от $3 \cdot 10^{-3}$ до $7 \cdot 10^{-1}$ % TlJ, с целью получения дополнительных сведений о составе и термической стабильности активаторных центров окраски.



Зависимость интенсивности ТСЛ от содержания таллия в активаторных пиках 105 (1), 236 (2), 251 (3) и 330 К (4).

Сопоставление кривых ТСЛ гамма-облученных кристаллов NaJ-Tl при 77 К и электронной ТСЛ, измеренной после ревозбуждения светом из F-полосы поглощения, позволило выделить в сложном пике ТСЛ (240 К) дырочную его часть с максимумом 236 К и электронную часть с максимумом 251 К.

На основании приведенных на рисунке результатов изменения интенсивности пиков ТСЛ с увеличением содержания активатора установлено следующее. Интенсивность дырочного пика ТСЛ при температуре 236 К, как и электронного при 105 К, с ростом содержания таллия увеличивается по линейному закону, интенсивность пика при 330 К — по квадратичному, а электронного пика при 251 К — по закону, близкому к кубическому.

Спектральный состав ТСЛ в электронном пике при 105 К, как и в [2], совпадает со свечением Tl^+ -центров (430 нм), в то время как в электронном пике при 251 К — со свечением димеров таллия (330, 420 нм). Со свечением димеров таллия совпадает и спектральный состав ТСЛ при температуре разрушения F-центров (~ 300 К). Это свидетельствует о том, что дырочные центры окраски димеров таллия стабильны выше 300 К. Разрушение дырочного пика при 236 К сопровождается свечением 450 нм, которое характерно для активаторных центров, более сложных чем димеры [5]. Еще более длинноволновая люминесценция (490 нм) проявляется при разрушении пика при 330 К [5].

Полученные данные указывают на то, что при температурах 236 и 330 К разрушаются соответственно дырочные центры окраски Tl^{2+} и Tl_2^{3+} , а пик ТСЛ при 251 К может быть связан с термическим разрушением электронных центров окраски, обусловленных тримерами таллия. Рекомбинация дырок, освобождающихся с центров Tl_2^{3+} , по всей вероятности, происходит на активаторных электронных центрах окраски, более сложных, чем тримеры таллия стабильных выше 330 К.

Литература

- [1] Кинк Р. А., Лийдья Г. Г. — Тр. ИФА АН ЭССР, 1966, № 31, с. 142.
 [2] Чорний З. П. — Автореф. канд. дис. Иркутск, 1966. 10 с.
 [3] Долгополова А. В., Ковалева Е. Н., Кудин А. М., Панова А. Н. — В кн.: Монокристаллические материалы. Харьков, 1983, в. 11, с. 125.
 [4] Кинк Р. А. — Тр. ИФА АН ЭССР, 1972, № 39, с. 162.
 [5] Мустафина Р. Х., Панова А. Н. — Изв. АН СССР, Сер. физ., 1974, т. 38, № 6, с. 1254.

Поступило в Редакцию 15 декабря 1986 г.

УДК 539.186.2

Опт. и спектр., т. 63, в. 2, 1987

О ВКЛАДЕ БОЛЬШИХ ЗНАЧЕНИЙ МОМЕНТА НАЛЕТАЮЩЕГО ЭЛЕКТРОНА В СЕЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИОНОВ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Глямжа К. К., Купляускене А. В., Купляускис З. Й.

Сечения и скорости возбуждения ионов электронами используются при моделировании спектров излучения лабораторной и астрофизической плазмы. Для определения сечений возбуждения ионов электронами наиболее широко применяется метод Кулона—Борна. Основную сложность в этом методе составляет необходимость суммирования по моментам налетающего и рассеянного электронов. В ряде случаев значительный вклад вносит большое число значений момента налетающего электрона, что не позволяет ограничиться несколькими первыми его значениями, как обычно делается (ссылки см. в [1]). В настоящей работе проведено изучение вклада больших значений момента налетающего электрона на примере $1s^2\ ^1S-1s2s\ ^1S$, $1s^2\ ^1S-1s2p\ ^1P$ -переходов в C^{4+} , $1s^22s\ ^2S-1s2s^2\ ^2S$ -перехода в Ar^{15+} , $1s^22s\ ^2S-1s^22p\ ^2P$ в C^{3+} и $1s^2\ ^1S-1s2p\ ^1P$ в Fe^{24+} . Сечение возбуждения $s-s$ -перехода может быть представлено в виде

$$\sigma(ns, n's) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sigma(n\varepsilon\lambda, n'\varepsilon'\lambda), \quad (1)$$

где ε и ε' — энергии налетающего и рассеянного электронов, а λ — орбитальный момент свободного электрона. В случае переходов $s-p$ сечение возбуждения представим в виде

$$\sigma(ns, n'p) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \{ \sigma^+(n\varepsilon\lambda, n'p\varepsilon'(\lambda+1)) + \sigma^-(n\varepsilon\lambda, n'p\varepsilon'(\lambda-1)) [1 - \delta(\lambda, 0)] \}. \quad (2)$$