

сия ( $F^{2+}$ ), захватывая электрон, образует возбужденный  $F^+$ -центр:  $R \rightarrow F^{+*}O^{2-} \rightarrow F^+O^{2-} + h\nu(F^+)$ , о чем свидетельствует мощная КЛ  $F^+$ -центров в исходных неокрашенных образцах (рис. 2, кривая 1). В результате  $F^+O^{2-}$ -пара, имея отрицательный заряд, локализует дырку на кислородном ионе  $O^{2-}$ :  $F^+O^{2-} + h \rightarrow F^+O^-$ . Вероятно, дальнейшая релаксация  $F^+O^-$ -пары с восстановлением регулярного узла решетки сопровождается излучательной рекомбинацией электрона, находящегося в поле кислородной вакансии с дыркой, локализованной на ионе  $O^{2-}$ . Таким образом, это один из возможных механизмов возбуждаемой электронами ВУФ люминесценции  $\alpha-Al_2O_3$  с максимумом 7.0 эВ.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Барышников В. И., Мартынович Е. Ф. В кн.: 30 Соповещание по люминесценции (неорганические кристаллы) Тез. докл., Ровно, 1984. 128 с.  
 [2] Мюрк В. В. Труды ИФ АН ЭССР, Тарту, 1982, т. 53, с. 122—145.  
 [3] Кузнецов А. И., Куусманн И. А. и др. Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, № 2, с. 60—64.  
 [4] Pels G. P., Stathopoulos A. Y. Radiation Effects, 1983, vol. 74, N 4, p. 181—191.

Иркутский государственный  
 университет им. А. А. Жданова  
 НИИ прикладной физики  
 Иркутск

Поступило в Редакцию  
 22 июня 1987 г.  
 окончательной редакции  
 19 ноября 1987 г.

## ЦЕНТРЫ ЗАХВАТА ВАКАНСИОННОГО ТИПА В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

А. В. Гектин, Н. В. Ширан

В [1] обнаружено, что деформирование щелочно-галлоидных кристаллов приводит к появлению характерных высокотемпературных пиков термостимулированной люминесценции (ТСЛ). Позднее в [2] установлено, что указанный эффект связан не с появлением дислокационных ловушек, а с образованием вакансионных кластеров, представляющих собой скопления дивакансий в регулярной решетке. Настоящая работа посвящена поиску других путей создания вакансионных кластеров, обуславливающих появление высокотемпературных пиков ТСЛ. В качестве объектов исследования выбраны номинально чистые щелочно-галлоидные кристаллы с решеткой типа NaCl. Кривые ТСЛ  $\gamma$ -облученных кристаллов ( $^{60}Co$ , 0,2 Мрад/ч, 20 °С) измерялись при нагреве со скоростью 0.28 град/с. Состав центров окраски контролировался спектрофотометрически.

Типичные кривые ТСЛ облученных кристаллов KCl показаны на рис. 1 (кривые а, б). Пик в области 200 °С характерен для случая облучения малой дозой радиации и соответствует  $(F-V_2)$ -рекомбинации [3]. По мере увеличения дозы облучения в образцах (без предварительной дорадиационной обработки) возникает высокотемпературный пик ТСЛ (кривая б). При этом дозная зависимость появления такого пика коррелирует с началом образования сложных электронных ( $F_2$ ,  $F_3$ , X) и дырочных ( $V_3$ ) центров. Сравнение кривых на рис. 1 позволяет предположить, что природа центров захвата при радиационном и деформационном воздействиях на кристаллы идентична, и в  $\gamma$ -облученных кристаллах также образуются вакансионные кластеры. На это указывают и другие эксперименты, из которых следует, что, во-первых, ловушка, обуславливающая пик в области 260 °С, сохраняется и после обесцвечивания кристалла. Многократное измерение ТСЛ

приводит к тому, что при повторном облучении обесцвеченного кристалла малой дозой  $\gamma$ -облучения ( $D=2$  Мрад) на кривой воспроизводится высокотемпературный пик ТСЛ. Во-вторых, термическое обесцвечивание кристалла при  $T < 250$  °С приводит к тому, что в видимой и ИК областях спектра исчезают полосы поглощения центров окраски, тогда как запасание светосуммы, проявляющееся в высокотемпературном пике ТСЛ, сохраняется. В-третьих, предел термической устойчивости ловушки как в сильно облученных, так и в пластически деформированных кристаллах КСl одинаков и достигает  $\sim 400$  °С. Общей закономерностью для высокотемпературных пиков является аномальный характер протекания ТСЛ, проявляющийся в быстром (сброообразном) выделении светосуммы. Обработка экспериментальных данных стандартными методами дает нереально большие значения частотного фактора ( $\nu \sim 10^{21}$  с<sup>-1</sup>) и энергии активации (несколько эВ). Такие особенности характерны для случая локальных перестроек кристаллической решетки [4] и наблюдались при флуктуационных

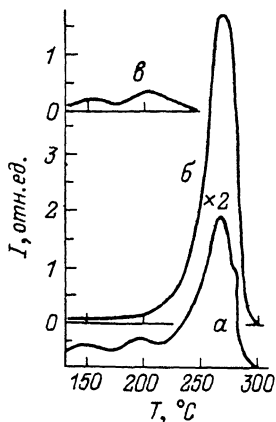


Рис. 1. Кривые ТСЛ для кристаллов КСl.

$\alpha$  —  $D=2$ ,  $\beta$  —  $D=50$  Мрад,  $\alpha$  —  $\epsilon=2\%$ ,  $\epsilon=10^{-4}$  с<sup>-1</sup>,  $D=2$  Мрад.

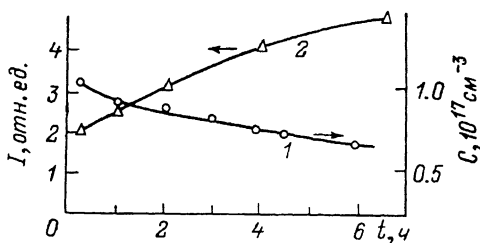


Рис. 2. Кинетика изменения концентрации дивакансий ( $I$ ) и интенсивности высокотемпературного ( $T \approx 260$  °С) пика ТСЛ при изотермическом (325 °С) отжиге (2).

перестройках структуры вакансионных кластеров в пластически деформированных кристаллах [5]. Аналогичные результаты получены и для NaCl.

Кроме того, предварительно облученный кристалл КСl ( $D=10^3$  Мрад) подвергался отжигу при температурах подвижности дивакансий. В ходе отжига происходила полная ( $F-V_2$ )-рекомбинация, приводящая к обесцвечиванию кристалла и образованию в нем дивакансий. Концентрация вакансий определялась методом контрольного окрашивания, предложенным в [6]. Из рис. 2 видно, что вакансионные центры сохраняются весьма долго даже при  $T=325$  °С. На этом же графике показано изменение интенсивности ( $I$ ) высокотемпературного пика ТСЛ, связанного с наличием вакансионных кластеров. Значение  $I$  непрерывно увеличивается, что свидетельствует о росте кластеров, т. е. коагуляции одиночных дивакансий с образованием из них сложных вакансионных центров.

Из приведенных данных следует, что в сильно облученных кристаллах высокотемпературное высвечивание обуславливается устойчивыми центрами захвата вакансионного типа, а именно, вакансионными кластерами. Температуры устойчивости наведенных центров захвата выше температур, при которых происходит миграция анионных ( $v_a^-$ ) и катионных ( $v_c^+$ ) вакансий. Поэтому, рассматривая скопления вакансионного типа, следует учитывать, что они могут быть составлены из электронейтральных дивакансий ( $v_a^- v_c^+$ ).

Варианты распада первичных электронных возбуждений с образованием дефекта типа  $v_a^- v_c^+$  до настоящего времени неизвестны. Поэтому поиск путей образования дивакансий следует распространить на стадию вторич-

ного радиационного дефектообразования, когда имеет место парное взаимодействие центров окраски. Наиболее вероятным путем образования  $v_a^+v_c^-$  является протекание твердотельной реакции между  $V_2$ -центром и двумя  $F$ -центрами. В [7] описываются результаты исследования процесса термической диссоциации при повышенных температурах  $V_2$ -центра с образованием подвижных  $V_F$ - и  $H$ -центров, мигрирующих к  $F$ -центрам.  $(F-H)$ -рекомбинация восстанавливает кристаллическую решетку, а  $(F-V_F)$  дает дивакансию. Можно предложить и схему образования  $v_a^+v_c^-$  непосредственно в ходе облучения материала. Распад электронных возбуждений на первичную  $F-H$ -пару в окрестности  $V_2$ -центра может привести к захвату последним  $F$ -центра, превращению в подвижный  $V_F$ -центр, миграция которого к уже имеющемуся в кристалле  $F$ -центру приведет (в результате рекомбинации) к возникновению дивакансии. Естественно, что такая схема должна реализовываться лишь при достаточно больших концентрациях центров окраски (т. е. при больших дозах). Этим и объясняется тот факт, что на ранних стадиях окрашивания щелочно-галогидных кристаллов высокотемпературный пик ТСП не наблюдается.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Ausin V., Alvarez Rivas J. L. Phys. Rev. B, 1972, vol. 6, N 12, p. 4828—4837.
- [2] Гектин А. В., Забара А. С., Ширан Н. В. ФТТ, 1985, т. 27, № 11, с. 3267—3270.
- [3] Гиндина Р. И., Заитов Ф. Н., Исмаилов Ш. И. и др. Труды ИФ АН ЭССР, Тарту, 1980, т. 51, с. 125—137.
- [4] Тале И. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т. 50, № 3, с. 556—559.
- [5] Ширан Н. В., Смушкова В. И. В кн.: Тез. докл. VI Всес. конф. по радиационной физике и химии ионных кристаллов, Рига, 9—11 октября 1986 г., Рига: Изд-во ИФ АН ЛатвССР, 1986, ч. I, с. 242—243.
- [6] Эланго М. А. В кн.: Радиационная физика. Рига: Изд-во АН ЛатвССР, 1964, т. 1, с. 35—52.
- [7] Кружиньш В. Я., Бауманис Э. А. В кн.: Электронные и ионные процессы в ионных кристаллах. Рига: Изд-во ЛГУ, 1975, № 4, с. 99—110.

НПО «Монокристаллрежтив»  
Харьков

Поступило в Редакцию  
10 сентября 1987 г.  
В окончательной редакции  
25 ноября 1987 г.

УДК 539.124.143

Физика твердого тела, том 30, в. 5, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 5, 1988

## ЭПР В СИСТЕМАХ С МОДУЛИРУЕМЫМ $g$ -ФАКТОРОМ

Б. Ф. Алексеев, М. Б. Гайфуллин

В кристаллах с анизотропией  $g$ -фактора, в особенности с большой или гигантской, модуляционную мультиплетность энергетических уровней, необходимую для осуществления традиционного метода «дифференциального прохождение спектра», можно обусловить модуляцией углов между осями симметрии кристалла и поляризующим магнитным полем, что в конечном итоге тождественно модуляции  $g$ -тензора. Для атомных систем внешне сходный с таковым, но иной физической природы « $g$ -резонанс» описан в [1]. В кристаллах модуляция  $g$ -тензора наиболее просто достигается в условиях ориентационной модуляции (ОМ) [2-5] магнитного поля при наложении на поляризующее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  (ось  $z$  ЛСК) перпендикулярного модуляционного поля  $\mathbf{H}_m(t) = \mathbf{H}_m \cos \Omega t$  (ось  $x$  ЛСК). В спектрах детектируемых таким образом сигналов ЭПР (ниже ОМ ЭПР) обнаруживаются особенности, указывающие на дополнительные возможности метода ЭПР при исследовании кристаллов. Обсуждению этих вопросов и посвящена данная работа.