

ведены на рисунке. Как видно из рисунка, спектры $\epsilon''(\lambda)\theta(\lambda)$ для пленок разной толщины, определяемой диаметром образующих ее частиц металла, весьма близки между собой как по положению максимумов, так и по интенсивности полос. Анализ полученных результатов показывает, что небольшие различия в положении максимумов полос в спектрах $\epsilon''(\lambda)\theta(\lambda)$ носят случайный характер и не коррелируют с толщиной пленок. Это свидетельствует о том, что в пределах ошибок расчета, связанных с недостаточной точностью исходных экспериментальных данных, собственные частоты рассматриваемых энергетических переходов, обуславливающих плазменно-резонансное поглощение пленок, не зависят от их толщины.

Аналогичные результаты получены также для серебряных пленок (см. таблицу). Усредненные значения частот максимумов спектров $\epsilon''(\lambda)\theta(\lambda)$ практически совпадают со значениями частот поверхностных плазмонов в коллоидных растворах Au и Ag, полученных в работах [1, 2] при измерении энергетических потерь быстрых электронов и регистрации прямого излучательного распада плазмонов на фотоны (см. таблицу).

Таким образом, полученные результаты показывают, что различия в положении и интенсивности спектров аномального плазменного поглощения тонких пленок Au и Ag различных толщин в значительной степени являются следствием проявления резонансных диполь-дипольных взаимодействий плазменных колебаний электронов в этих системах.

Выражаю глубокую благодарность Н. Г. Бахшиеву и В. С. Либову за обсуждение результатов работы и ряд ценных замечаний.

Литература

- [1] V. Kreibig, P. Zacharias. Zs. Phys., 231, 128, 1970.
- [2] T. H. Kokkinakis, G. C. Paravassition. Phys. Stat. Sol. (b), 77, K-49, 1976.
- [3] T. H. Kokkinakis, K. Alexopoulos. Phys. Rev. Lett., 28, 1632, 1972.
- [4] S. Yamaguchi, J. Phys. Soc. Japan, 15, 1577, 1960.
- [5] V. V. Truong, G. D. Scott. J. Opt. Soc. Am., 66, 124, 1976.
- [6] И. Н. Шкляревский, П. Л. Пахомов, Т. И. Корнеева. Опт. и спектр., 34, 729, 1973.
- [7] И. Н. Шкляревский, Т. И. Корнеева, К. Н. Зозуля. Опт. и спектр., 27, 332, 1969; И. Н. Шкляревский, А. И. Усоскин, И. Эссигке. Опт. и спектр., 38, 1006, 1975.
- [8] В. М. Агранович, М. Д. Галагин. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. «Наука», М., 1978.
- [9] И. И. Шаганов. Автореф. канд. дисс., Л., 1974.
- [10] И. И. Шаганов, В. С. Либов. ФТТ, 17, 1749, 1975.
- [11] Н. Г. Бахшиев. Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий. «Наука», Л., 1972.
- [12] И. И. Шаганов, В. С. Либов, Н. Г. Бахшиев. Опт. и спектр., 35, 229, 1973.
- [13] Т. С. Толстых, И. И. Шаганов, В. С. Либов. ФТТ, 16, 657, 1974.

Поступило в Редакцию 20 августа 1979 г.

УДК 537.531 : 535.37

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В LiF

Е. А. Раджабов и А. И. Непомнящих

Известно, что низкотемпературная рекомбинационная люминесценция в щелочно-галогидных кристаллах (ЩГК) является собственной, осуществляется через возбужденное состояние V_k -центров с слабо связанным

электроном ($V_k + e$) [1, 2] и характеризуется в большинстве ЩГК двумя полосами. Рентгенолюминесценция (РЛ) чистых кристаллов фтористого лития при температуре жидкого гелия характеризуется коротковолновой 5.6 эВ и длинноволновой 3.4 эВ полосами свечения [3]. Обе полосы уменьшаются по интенсивности при нагреве до температуры жидкого азота [4].

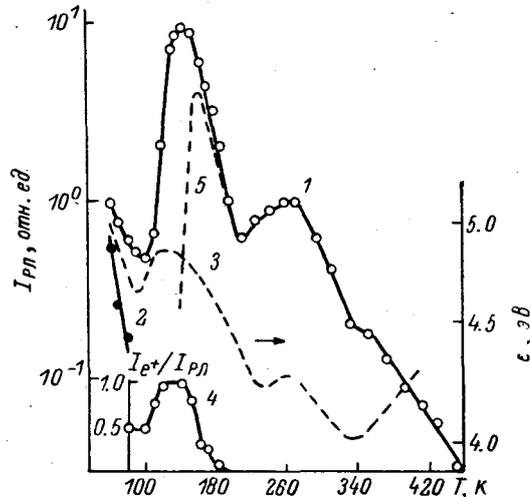


Рис. 1. Температурная зависимость величины (I) и положения максимума (β) коротковолновой и величины длинноволновой (2) полос экситонного свечения в LiF-Mg. 4 — вклад в РЛ, обусловленный миграцией дырок, 5 — РЛ после вычитания вклада мигрирующих дырок из общего свечения.

В спектрах РЛ при 60 К в LiF-Mg и LiF «чистых» наблюдаются две полосы свечения 5.2 и 3.2 эВ. При повышении температуры до 100 К их интенсивность падает. При дальнейшем повышении температуры наблюдаются пики РЛ 140—150, 260—270, 360—380 К (рис. 1, 2). Автолокализованные дырки в LiF начинают мигрировать выше 113 К [5], поэтому

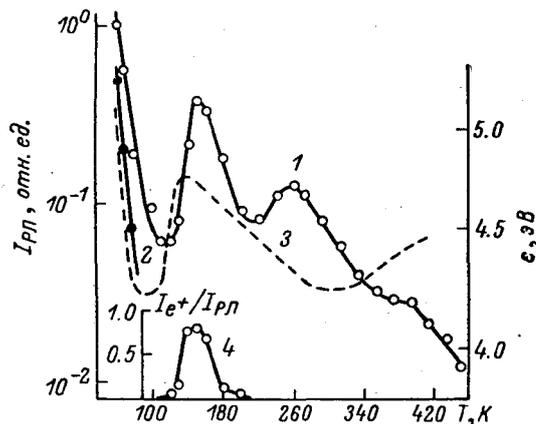


Рис. 2. Температурная зависимость величины (I) и положения максимума (β) коротковолновой и величины длинноволновой (2) полос экситонного свечения LiF «чистых». 4 — вклад в РЛ, обусловленный миграцией дырок.

вполне вероятно, что пик РЛ 140—150 К обусловлен миграцией дырок к электронам в ловушках. При этом длительность свечения, обусловленная миграцией дырок, будет на несколько порядков превышать длительность собственного ($V_k + e$) свечения. Вклад, обусловленный миграцией дырок, в общую РЛ можно определить по кривым затухания или разгорания.

Начальный резкий скачок РЛ будет обусловлен рекомбинацией зонных электронов с дырками, а дальнейшее медленное изменение — миграцией дырок к электронным ловушкам. Вклад, обусловленный миграцией дырок, определен по кривым затухания (рис. 1, 2).

Из рис. 1, 2 видно, что основная доля свечения в пике 140—150 К обусловлена миграцией дырок. Вклад мигрирующих дырок в общее свечение начинает расти при температурах выше 100 К в кристаллах LiF-Mg и выше 120 К в LiF «чистых». Разница температур обусловлена, по-видимому, разной длиной пути дырки к электронному центру. Основными электронными центрами, наведенными при этих температурах рентгеновским излучением являются F -центры в LiF «чистых» и Mg^+ -центры в LiF-Mg [6]. Одновременно с ростом вклада мигрирующих дырок в общее свечение начинается также смещение максимума полосы свечения в коротковолновую сторону.

При температурах ниже 100 К в LiF-Mg после включения рентгеновского излучения наблюдается длительная туннельная люминесценция. При таких же дозах рентгеновского облучения туннельная люминесценция в LiF «чистых» не зарегистрирована, из чего следует, что туннельная люминесценция в LiF-Mg возникает в близких парах V_k-Mg^+ . Туннельная люминесценция подробно изучена в KCl-Ag и KCl-Tl и считается, что она обусловлена переходом электрона с уровня металла (6 p электрон Ag или 5 s — Tl) на основное состояние молекулы Cl_2^- [7], либо с образованием (Cl_2^-) [8] около Me^+ иона. При этом наблюдалась [7] одна полоса свечения, максимум которой менялся в зависимости от примеси. В кристаллах LiF-Mg спектр туннельной люминесценции практически совпадает со спектрами РЛ и ТСЛ при 120—140 К и содержит 2 полосы свечения 4.9 и 2.6 эВ. Максимумы этих полос можно представить, как возмущенные полосы свечения V_k+e . Вероятно, в LiF-Mg возбужденное состояние молекулы F_2^- лежит ниже, чем электронный уровень Mg^+ в запрещенной зоне, и при туннелировании электрона с Mg^+ на F_2^- образуется $(F_2^-)^*$ в окрестности Mg^{++} .

Полосы свечения (V_k+F) — 4.7 и 2.6 эВ — определены по спектрам РЛ и ТСЛ LiF «чистых» в интервале температур 140—150 К. При нагревании кристаллов LiF-Mg в интервале 140—150 К разрушаются V_k^- , Mg^+ и F -полосы поглощения. Следовательно, полосы 4.85 и 2.6 эВ рентгенолюминесценции при 140 К в этих кристаллах обусловлены рекомбинацией V_k^- с Mg^+ и F -центрами.

Таким образом, рост РЛ в интервале 100—140 К в LiF-Mg и 120—150 К в LiF «чистых» обусловлен миграцией дырок к электронным Mg^+ и F -центрам и рекомбинацией с ними.

В процессе миграции дырки могут закрепляться у катионных вакансий, образуя термически более устойчивые V_F -центры [9]. При использовании импульсного нагрева (с двухминутной выдержкой при постоянной температуре) образование V_F -центров идет в интервале температур 120—155 К, а разрушение в интервале 240—270 К [10]. Некоторую информацию о вкладе свечения V_F -центров в пик РЛ 260—270 К может дать вспышка РЛ. Механизм этого явления, как известно, заключается в пересадке дырок на центры свечения во время частичного отжига, что проявляется в увеличении низкотемпературной рентгенолюминесценции [11]. Усиление рентгенолюминесценции в кристаллах LiF при 90 К, обусловленное образованием V_F -центров, наблюдалось в работе [12] после нагрева до 150 К и пропадало после нагрева до 260 К. Следует отметить, что наличие активаторного свечения помешало авторам этой работы выделить полосу свечения V_F -центров. В наших кристаллах полоса свечения около 3.0 эВ, обусловленная посторонними примесями, начинает проявляться лишь при температурах выше комнатной. Вспышка РЛ в кристаллах LiF-Mg при 80 К увеличивается после рентгеновского облучения и нагрева до 130—150 К и разрушается в интервале 240—266 К. Такое же увеличение РЛ получено после рентгеновского облучения при 140 К. В процессе термической миграции дырки могут пересаживаться не только на V_o^- ,

но и на другие более устойчивые дырочные центры. Вследствие этого после отжига V_F -центров в спектре РЛ остается добавочная полоса. Полоса свечения V_F+e была определена как полоса РЛ, разрушающаяся при нагреве облученного кристалла в интервале 240—270 К. Полоса имеет максимум 4.2 эВ и полуширину 1.2 эВ.

Как уже указывалось ранее, после рентгеновского облучения LiF-Mg при 80 К возникает туннельная люминесценция с длительным временем затухания ($\tau=13$ мин) и $E_{\max}=4.9$ эВ. После затухания свечения при 80 К туннельная люминесценция будет возникать в том случае, когда дырки получат возможность подойти ближе к ионам Mg^+ . Туннельная люминесценция с таким же свечением возникает всякий раз после импульсного прогрева до температур ниже 130 К. Нагрев выше этой температуры приводит к изменению туннельной люминесценции: а именно уменьшению времени затухания и смещению максимума полосы свечения в длинноволновую сторону. Одновременно начинает наблюдаться вспышка РЛ, обусловленная появлением V_F -центров. Максимум полосы туннельной люминесценции при этом ($E_{\max}=4.5$ эВ) занимает промежуточное положение между свечением $(V_k+e)_{Mg^{++}}$ и V_F+e . После прекращения роста вспышки РЛ пропадает и туннельная люминесценция. Люминесценция в данном случае возникает при рекомбинации V_F -центра с электроном, туннелировавшим с соседнего иона магния.

Как видно из рис. 1, вклад в РЛ, обусловленный миграцией дырок, уменьшается при повышении температуры выше 140 К, когда начинается сильный рост вспышки РЛ, обусловленной образованием V_F -центров. При этом, по-видимому, большая часть дырок закрепляется у катионных вакансий и не участвует в миграции. На рис. 1 под кривой пика РЛ 140 К приведен пик, получающийся после вычитания вклада мигрирующих дырок из общего свечения. Получившийся пик РЛ 160 К обусловлен рекомбинацией зонных электронов с V_F -центрами. Положение полосы свечения, близкой к свечению V_k+e около Mg^{++} , говорит о том, что V_F -центр находится, по-видимому, в поле Mg^{++} .

При температурах выше 200 К катионные вакансии во фтористом литии становятся подвижными (пик деполяризации $Me^{++}V_c^-$ — 215 К) [13, 14]. При этом они могут отходить от $Mg^+V_c^-$ и, захватывая дырки, преобразовываться в V_F -центры. При этих же температурах начинается рост пика РЛ 260—270 К, спектр свечения в котором близок к спектру свечения V_F+e . При температуре выше 220 К V_F -центры начинают мигрировать [15]. Некоторая часть V_F -центров может мигрировать к электронным ловушкам и рекомбинировать. Доля свечения, обусловленного этим процессом при 260 К, невелика, около 8% в LiF-Mg. Следовательно, основная доля экситонного свечения при этих температурах обусловлена рекомбинацией зонных электронов с V_F -центрами.

Литература

- [1] M. N. Kabler. Phys. Rev., 139, A, 1296, 1964.
- [2] R. B. Murray, F. J. Keller. Phys. Rev., 137, A, 942, 1965.
- [3] D. Pooley, W. A. Runkiman. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 3, 1815, 1970.
- [4] H. B. Dietrich, R. B. Murray. Bull. Am. Phys. Soc., 14, 130, 1969.
- [5] C. J. Delbecq, W. Hayes, P. H. Yuster. Phys. Rev., 121, 1043, 1961.
- [6] А. И. Непомнящих, Е. А. Раджабов. Опт. и спектр., 48, в. 3, 1980.
- [7] C. J. Delbecq, Y. Toyozawa, P. H. Yuster. Phys. Rev., B, 9, 4497, 1974.
- [8] М. Ф. Кинк, И. Ф. Янк. Тр. ИФА АН ЭССР, 35, 244, 1969.
- [9] W. Kanzig. J. Phys. Chem. Sol., 17, 88, 1960.
- [10] Л. А. Пунг. Тр. ИФА АН ЭССР, 34, 164, 1966.
- [11] Б. Г. Плаченов, В. П. Авдонин, Г. А. Михальченко. В кн.: Радиационная физика 5, 123. «Зинатне», Рига, 1967.
- [12] Б. Д. Лобанов, Л. П. Смольская, А. И. Непомнящих, Л. М. Георгиевская. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 1312, 1974.
- [13] C. Laj, P. Berge. J. Phys. Chem. Sol., 30, 845, 1969.

- [14] R. Capelletti, A. Gianotti. *J. Physique*, **37**, C7-316, 1976.
 [15] Ч. Б. Лущик, Р. И. Гиндина, Л. А. Пунг, Э. С. Тийслер, А. А. Эланго, Н. А. Янсон. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **38**, 1219, 1974.

Поступило в Редакцию 18 сентября 1979 г.

УДК 535.2 : 666.189.211+535.31

РАСФОКУСИРОВКА ПУЧКА В СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Б. И. Орлов

В последнее время широкое применение находят градиентные волоконные световоды. Такие световоды обладают рядом интересных свойств [1, 2], благодаря которым они оказываются весьма перспективными в оптических системах для обработки информации, в волоконнооптических линиях связи. Это в первую очередь их линзоподобные свойства, обеспечивающие возможность передачи оптического изображения, которое оказывается сфокусированным в плоскостях, периодически расположенных вдоль оси волокна. Однако это свойство обеспечивается лишь в среде, в которой показатель преломления меняется по закону обратного гиперболического косинуса [3]. Поскольку на практике реализуются лишь различные приближения к этому закону, то представляет интерес исследовать фокусирующие свойства таких приближений.

Пусть на торец диэлектрического волновода с переменным показателем преломления

$$n(x) = n_0(1 - Ax^2) \quad (1)$$

нормально падает пучок параллельных лучей. Точное решение уравнения траектории лучей для плоского случая, когда показатель преломления изменяется по параболическому закону (1), будет иметь вид

$$z - z_0 = - \frac{1 - Ax_0^2}{\sqrt{AC(C+1 - Ax_0^2)}} [F(\varphi, k) - F(\varphi_0, k)], \quad (2)$$

где

$$\varphi = (-)^m \arcsin \left(x \sqrt{\frac{AC}{C-1+Ax_0^2}} \right) + m\pi, \quad k^2 = \frac{C-1+Ax_0^2}{C+1-Ax_0^2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

$F(\varphi, k)$ — эллиптический интеграл первого рода, $C = \sqrt{1+p_0^2}$, $p_0 = dx/dz$ в точке $z = z_0$.

Систему уравнений в декартовых координатах, разрешенную относительно старших производных, получим, основываясь на уравнениях Эйлера, вытекающих из вариационного принципа Ферма

$$\dot{p} = \frac{1+p^2+q^2}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial x} - p \frac{\partial n}{\partial z} \right), \quad (4)$$

$$\dot{q} = \frac{1+p^2+q^2}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial y} - q \frac{\partial n}{\partial z} \right). \quad (5)$$

Здесь $p = \dot{x}$, $q = \dot{y}$, точкой обозначено дифференцирование по независимой переменной z , отсчитываемой вдоль оптической оси. В плоском случае с зависимостью показателя преломления, определяемой по (1), имеем первый интеграл уравнения (4)

$$p = \pm \sqrt{C^2(1 - Ax^2)^2 - 1}. \quad (6)$$

Постоянная интегрирования C определяется значением p в начальной точке x_0 . Знак перед радикалом определяет направление траектории, исхо-