

$$n_0 = N \frac{\frac{\pi}{2}}{d \int_0^{\pi/2} l \cos \theta d\theta} = \frac{\pi}{2} \frac{N}{dl} \simeq 4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}.$$

Альтернативный вариант расчета появляется, если предположить, что ослабление проходящего света вызывается дифракцией на внешней рельефной поверхности, а нарушенный слой не вносит спектральных искажений. В этом случае спектральная зависимость коэффициента A может быть представлена в виде [10, 11]

$$A = P \exp\left(-\frac{Q}{\lambda^2}\right), \quad (5)$$

где P и Q не зависят от λ . Соответствующая зависимость $T(\lambda)$ (в предположении $T_1 \neq f(\lambda)$), представленная на рис. 2, обладает значительно более резким спектральным ходом, чем экспериментальная зависимость.

Таким образом, показано, что учет многократного туннелирования света через СМТ может в некоторых случаях оказаться достаточным для описания оптических свойств поверхности. В более общем случае для получения адекватной модели следует, по-видимому, учитывать совместный вклад данного эффекта, дифракции (рассеяния) света на внешней рельефной поверхности, а также ПВО на трещинах с $t \geq \lambda$.

Литература

- [1] Винокуров В. М., Ардамацкий А. Л., Попов Л. В. — В кн.: Формирование оптических поверхностей. М., 1962, с. 7.
- [2] Лоцко Д. В., Мильман Ю. В., Торчун Н. М. — Поверхность. Физика, химия, механика, 1984, № 8, с. 136.
- [3] Тонкие поликристаллические пленки / Под ред. Л. Каземирски. М., 1983. 304 с.
- [4] Татаренков А. И., Енишерлова К. Л., Русак Т. Ф., Гриднев В. Н. Методы контроля нарушенных слоев при механической обработке монокристаллов. М., 1978. 64 с.
- [5] Скоробогатов Б. С., Усоскин А. И. — Опт. и спектр., 1982, т. 52, в. 3, с. 521.
- [6] Танащук М. П. — Изв. вузов. Физика, 1979, в. 6, с. 84.
- [7] Гуревич М. М. Фотометрия. Л., 1983. 272 с.
- [8] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970. 855 с.
- [9] Усоскин А. И. — Опт. и спектр., 1985, т. 59, в. 1, с. 190.
- [10] Ванде Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М., 1961. 530 с.
- [11] Беннет Х. Е., Беннет Дж. М. — В кн.: Физика тонких пленок. М., 1970, т. 4, с. 7.

Поступило в Редакцию 13 июня 1985 г.

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ДВУХГАЛОИДНЫХ АВТОЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭКСИТОНОВ В CsBr

Кравченко В. А., Лисицын В. М., Яковлев В. Ю.

Спектры метастабильного оптического поглощения автолокализованных экситонов (АЛЭ), регистрация которых стала возможна сравнительно недавно в связи с развитием спектроскопии с временным разрешением [1, 2], дают важную информацию о системе энергетических уровней экситонов. Наиболее хорошо изучено поглощение АЛЭ в щелочно-галогидных кристаллах (ЩГК) со структурой решетке типа NaCl. Вместе с тем для галогенидов цезия, имеющих объемноцентрированную кубическую решетку, исследований в этом направлении практически не проводилось.

В настоящей работе исследовано метастабильное поглощение, наводимое импульсом высокоэнергетических электронов в монокристалле CsBr в интервале температур $80 \div 200$ К.

Исследования проводились на зонноочищенных кристаллах CsBr на установке импульсной абсорбционной спектроскопии с наносекундным временным разрешением [3]. Для возбуждения использовался импульсный ускоритель электронов с параметрами пучка $t_n = 15$ нс, $E_{cp} = 0.2$ МэВ, $j = 10$ А/см².

Облучение кристаллов CsBr при 80 К импульсом электронов приводило к их эффективному окрашиванию во всем исследованном спектральном интервале 1—5 эВ. Нарастание оптической плотности по всему спектру происходило безынерционно по отношению к длительности возбуждающего импульса с $\tau < 5$ нс. Спектр оптического поглощения CsBr, измеренный в момент окончания возбуждающего импульса при 80 К, представлен на рис. 1 кривой 1. В спектре выделяются три максимума: 1.23, 1.93, 3.10 эВ.

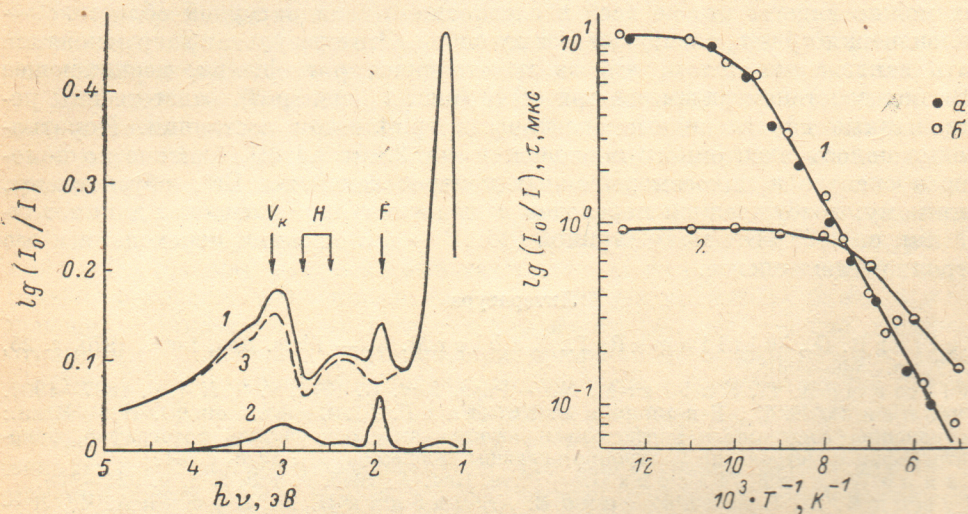


Рис. 1. Спектры оптического поглощения кристалла CsBr, измеренные при 80 К с различной временной задержкой t относительно окончания импульса электронов.

t , мкс: 1 — 0, 2 — 40, 3 — разность спектров 1 и 2.

Рис. 2. Зависимости от температуры: 1 — характеристических времен спада оптической плотности τ_n в полосе поглощения 1.23 эВ (а) и затухания люминесценции τ_l на 3.5 эВ (б); 2 — оптической плотности D_0 , измеренной в момент окончания импульса в полосе 1.23 эВ.

Со временем после окончания импульса облучения интенсивность поглощения убывала с неодинаковой в отдельных точках спектра скоростью; ко времени 40 мкс в спектре доминировали полосы 1.93 и 3.0 эВ (рис. 1, кривая 2). Исходный спектр 1, таким образом, обусловлен двумя типами центров поглощения, различающимися степенью устойчивости. Относительно устойчивые полосы поглощения с максимумами вблизи 1.93 и 3.0 эВ связаны, по-видимому, с F^- , H^- и V_K -центрами окраски, которые, как показано в [4, 5], эффективно накапливаются в CsBr при низкотемпературном облучении рентгеновскими лучами (положение максимумов, известных для CsBr полос поглощения, отмечено на рисунке стрелками). Спадание во времени неустойчивой части спектра описывалось экспоненциальной временной зависимостью вида $D(t) = D_0 \exp(-t/\tau_n)$, где D_0 — амплитудное значение оптической плотности, измеренное в момент окончания импульса радиации, τ_n — характеристическое время релаксации. Значение τ_n при 80 К было определено нами равным (10.8 ± 0.3) мкс. Структура спектра, спонтанно разрушающегося при 80 К с $\tau_n = 10.8$ мкс, представлена на рис. 1 кривой 3, имеющей максимумы на 1.23, 2.4 и 3.1 эВ; интенсивности в максимумах соотносятся приблизительно как 4.5 : 1.0 : 1.5.

Увеличение температуры выше 80 К приводило к резкому увеличению скорости спада наведенного поглощения, что иллюстрируется приведенной на

рис. 2 зависимостью $\tau_n(T)$ (кривая 1), а также к снижению начальной оптической плотности D_0 , наводимой изодозными импульсами (рис. 2, кривая 2). Значения энергий термической активации процессов, ответственных за наблюдаемые зависимости $\tau_n(T)$ и $D_0(T)$, были определены по наклонам кривых 1 и 2 рис. 2 равными 0.09 ± 0.01 и 0.05 ± 0.02 эВ соответственно.

Изученные свойства метастабильного поглощения, наводимого в CsBr импульсом радиации, — структура спектра, экспоненциальный временной закон релаксации оптической плотности, вид температурных зависимостей $\tau_n(T)$ и $D_0(T)$ — качественно совпадают с известными для ряда ШГК характеристиками поглощения двухгалоидных триплетных АЛЭ [1, 2].

Излучательной аннигиляцией АЛЭ из триплетного состояния по [5] обусловлена в CsBr полоса свечения с максимумом вблизи 3.5 эВ. Результаты выполненных нами исследований зависимости характерного времени затухания люминесценции на 3.55 эВ от температуры $\tau_n(T)$ представлены на рис. 2, из которых можно видеть, что во всей исследованной температурной области 80—200 К значения τ_n и τ_n совпадают между собой. Этот результат дает основание сделать заключение о том, что за неустойчивое поглощение, возникающее в CsBr под действием радиации при 80 К (рис. 1, спектр 3), ответственны релаксированные двухгалоидные экситоны в триплетном состоянии. Коротковолновые полосы экситонного поглощения на 2.4 и 3.1 эВ, близкие по положению в спектре к полосам дырочных центров семейства Br_2^- , обусловлены, по-видимому, возбуждением переходов в дырочном ядре экситона, длинноволновой пик на 1.23 эВ с полушириной 0.3 эВ — оптическими переходами в его электронном компоненте.

Литература

- [1] Fuller R. G., Williams R. T., Kabler M. N. — Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, N 7, p. 446—449.
- [2] Williams R. T., Kabler M. N. — Phys. Rev. B, 1974, v. 9, N 4, p. 1897—1907.
- [3] Гриценко Б. П., Яковлев В. Ю., Лях Г. Д., Сафонов Ю. Н. — В кн.: Современное состояние и перспективы развития высокоскоростной фотографии, кинематографии и метрологии быстротекущих процессов. М., 1978, с. 61.
- [4] Vande Wiele F., Jacobs G. — Phys. Rev. A, 1965, v. 139, N 3, p. 924—928.
- [5] Луцкий Ч. Б., Васильченко Е. А., Либлик П. Х., Луцкий А. Ч., Луцкий Н. Е. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 2, с. 343—348.

Поступило в Редакцию 18 июля 1985 г.

СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ СПЕКТРА ВО ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Васильев В. В., Егоров В. С., Чехонин И. А.

Как было показано в [1, 2], для объяснения явления конденсации спектра генерации лазера на красителе с помещенной внутрь резонатора поглощающей ячейкой [3, 4] необходимо учитывать коллективные эффекты взаимодействия когерентного излучения с веществом при наличии значительных концентраций поглощающих атомов. Решение соответствующей одномерной задачи приводило к утверждению о том, что обмен возбуждением между полем и веществом внутри резонатора происходит с коллективной частотой $\omega_c = \sqrt{2\pi} \omega_0 d^2 N / \hbar$, где d и ω_0 — дипольный момент и частота атомного перехода, N — концентрация поглощающих атомов.

Модуляция резонансного поля лазера с частотой ω_c должна проявляться в спектре генерации в виде дублетного расщепления излучения на резонансной частоте ω_0 (незатухающий «0— π » импульс [1]), а также возникновением авто-