

Нетрудно видеть, что в силу определения

$$x = 2ke^{-a(r-r_0)}$$

они связаны с матричными элементами в « $r$ -представлении» соотношениями

$$\langle n+j | \hat{A}(r) | n \rangle_r = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{n+j}(r) \hat{A}(r) \psi_n(r) dr = \frac{1}{a} \left\langle n+j \left| \frac{1}{x} \hat{A}(x) \right| n \right\rangle. \quad (19)$$

В силу эрмитовости оператора Гамильтона для осциллятора Морзе волновые функции в « $r$ -представлении» ортогональны

$$\langle n+j | n \rangle_r = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{n+j}(r) \psi_n(r) dr = 0, \quad j \neq 0. \quad (20)$$

В заключение отметим, что базис, построенный из волновых функций осциллятора Морзе, обладает существенным недостатком — такие функции не образуют полного набора в дискретном спектре. Выражения же (14)–(17) применимы лишь для значений  $j$ , удовлетворяющих условию  $\alpha - 2j > -1$ , т. е. для переходов между уровнями энергии, принадлежащими дискретному спектру. Поэтому при больших квантовых числах возникает проблема учета непрерывного спектра. Как было отмечено в [8], эта проблема может быть решена, если вместо собственных функций уравнения Шредингера для осциллятора Морзе использовать собственные функции уравнения Штурма—Лиувилля для соответствующей системы. В следующем сообщении будет рассмотрено решение задачи Штурма—Лиувилля для осциллятора Морзе и представлены результаты вычисления соответствующих матричных элементов.

#### Литература

- [1] P. F. Ender, D. I. Wilson. J. Chem. Phys., 46, 425, 1967.
- [2] V. R. Park, C. T. Tak, D. J. Wilson. J. Chem. Phys., 53, 786, 1970.
- [3] О. П. Шадрин, Н. И. Жирнов. Опт. и спектр., 34, 590, 1973.
- [4] R. Wallace. Chem. Phys., 11, 489, 1975.
- [5] R. Wallace. Chem. Phys. Lett., 37, 115, 1976.
- [6] В. Л. Бахрах, С. И. Ветчинкин. Опт. и спектр., 32, 28, 1972.
- [7] Г. Бейтмен, А. Эрдейи. Высшие трансцендентные функции. 1, 2, «Наука», М., 1974.
- [8] Ф. А. Гареев, С. П. Иванова, Н. Ю. Ширикова. ТМФ, 8, 97, 1971.

Поступило в Редакцию 9 марта 1977 г.

УДК 535.37 : 548.0

### НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ БРОМИСТОГО СЕРЕБРА С ПРИМЕСЬЮ ИОНОВ ИОДА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Е. Б. Козырева и Ж. С. Яковлева

Низкотемпературные спектры люминесценции чистых и смешанных кристаллов  $\text{AgHal}$  широко исследуются в настоящее время. Стимулом к этому служит отсутствие единого теоретического объяснения природы спектров излучения всего ряда ( $\text{AgBr}$ ,  $\text{AgCl}$ ,  $\text{AgI}$ ), хотя в спектрах люминесценции этих веществ имеется ряд общих закономерностей [1–4].

Новую информацию о природе и свойствах уровней, расположенных в запрещенной зоне кристаллов  $\text{AgHal}$ , ответственных за излучательную рекомбинацию, дает использование лазеров в качестве источников возбуждения спектров люминесценции.

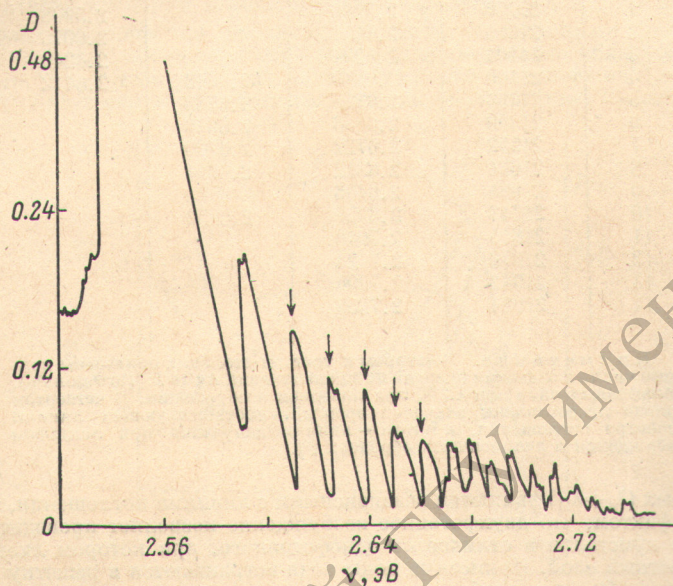
Предыдущие исследования показали [5], что образцы одинакового химического состава с естественными поверхностями, приготовленные различными способами (затекание между стеклами, затвердевание расплава, прессование соли), при соблюдении некоторых общих условий имеют практически идентичные спектры излучения, совпадающие со спектрами излучения соответствующих фотоэмulsionей без красителей. Это показывает, что монокристалличность образцов не имеет существенного значения для возбуждения центров излучения.

Более важной оказывается обработка поверхностей кристаллов (шлифовка, полировка, травление), часто приводящая к полному исчезновению тонкой структуры в спектре излучения соответствующего образца. Поэтому для такого рода исследований

не применимы кристаллы, выращенные методом Бриджмена, а использование фотоэмульсий вместо соответствующих кристаллических образцов представляется вполне допустимым.

В настоящей работе представлены результаты исследования спектров излучения при 4.2 К ряда образцов: 1) чистых поликристаллов AgBr, полученных методом затекания между кварцевыми пластинками из соли предварительно подвергнутой 10-кратной зонной очистке в атмосфере инертного газа, 2) фотоэмульсий AgBr, 3) фотоэмульсий AgBr-J<sup>-</sup> (концентрация примеси J<sup>-</sup> 10<sup>-1</sup>-10<sup>-3</sup> моль%), 4) фотоэмульсий AgJ. Все вышеперечисленные образцы люминесцируют при возбуждении излучением ртутной лампы. В этом случае энергия возбуждающих квантов ( $h\nu=3.4$  эВ) больше ширины запрещенной зоны кристаллов AgHal ( $\approx 2.8 \div 3.1$  эВ). Поэтому при поглощении возбуждающих квантов реализуются бесфононные зон-зонные переходы при  $k=0$ , а также не прямые переходы при  $k \neq 0$  с участием фононов.

Соответствующие спектры излучения образцов совпадают с ранее полученными спектрами [3, 4]. В спектрах излучения образцов бромистого серебра наблюдается сплошная зеленая полоса излучения ( $h\nu_{\max}=2.50$  эВ) с эквидистантной структурой на ее коротковолновом крыле. Наличие сплошной полосы связывается с собственными



Спектры излучения AgBr-J<sup>-</sup> (10<sup>-3</sup> моль%) при 4.2 К, возбужденные He—Ne лазером.

Стрелками обозначено положение резонансных линий.

дефектами (катионными вакансиями) в кристаллической решетке AgBr, а не с примесными центрами: подтверждением тому служит идентичность вида полосы излучения особо чистых кристаллов AgBr, фотоэмульсий AgBr и образцов AgBr различной степени чистоты [3]. Спектр излучения фотоэмульсии AgJ состоит из одной широкой бесструктурной полосы с максимумом 2.75 эВ. Вид спектров люминесценции фотоэмульсии AgBr-J<sup>-</sup> зависит от концентрации ионов иода и переходит от бесструктурного спектра, состоящего из двух сплошных полос с максимумом при 2.75 и 2.31 эВ при концентрации J<sup>-</sup> 10<sup>-2</sup> моль%, к спектру, содержащему полосу с максимумом при 2.50 эВ (полуширина 0.16 эВ), на коротковолновом краю которой расположена эквидистантная структура (при концентрации J<sup>-</sup> 10<sup>-3</sup> моль%). В этом случае спектры излучения и поглощения симметричны относительно общей линии  $\lambda_4$  (2.6412 эВ) [4].

При возбуждении He—Ne лазером из всех исследованных образцов заметное излучение имеют только фотоэмульсии AgBr-J<sup>-</sup> (концентрация J<sup>-</sup> 10<sup>-3</sup> моль%). Поскольку энергия поля лазера ( $h\nu=1.8$  эВ) примерно в два раза меньше, чем ширина запрещенной зоны AgHal, то процесс поглощения в этих случаях не является очевидным. Появление люминесценции с частотой  $h\nu_{\text{эм.}} < h\nu_{\text{возб.}}$  указывает на двухфотонный механизм поглощения [5]. Для осуществления зон-зонного перехода в этом случае необходимо наличие некоторого уровня в запрещенной зоне, который и создается примесью ионов иода. Увеличение концентрации J<sup>-</sup> приводит к уменьшению времени спиновой релаксации, что уменьшает вероятность двухквантового поглощения. Следовательно, не происходит заселения возбужденного уровня, ответственного за люминесценцию.

Вид спектра люминесценции не должен зависеть от способа возбуждения, если механизм излучения остается одинаковым. Однако спектр излучения AgBr-J<sup>-</sup> при лазерном возбуждении несколько отличается от ранее описанного спектра тех же образ-

цов, полученного при ламповом возбуждении. Сплошная полоса сужается (полуширина 0.02 эВ), а ее максимум сдвигается в сторону больших энергий (2.55 эВ). Кроме того, наблюдается структура в виде 14 линий, расположенных в интервале от 2.5986 до 2.7258 эВ (см. рисунок и таблицу), из которых только первые четыре наблюдались в спектре при ламповом возбуждении. Это различие может быть вызвано несколькими причинами. Как известно, сплошная полоса обязана излучательной рекомбинации свободных электронов с дырками, захваченными на собственных дефектах AgBr. При возбуждении широким спектром ртутной лампы в зоне проводимости заполняется широкая область, в то время как при лазерном возбуждении эта область значительно уже вследствие небольшого частотного разброса возбуждающего поля. Это и приводит к сужению полосы при лазерном возбуждении. Благодаря сужению полосы примыкающие к ней линии четче выражены, чем при ламповом возбуждении. Появление остальных линий,

$\lambda_n$	$\nu$ , см <sup>-1</sup>	$h\nu$ , эВ	$h\nu_{\text{погл.}}$ , эВ	$h\nu_{\text{изл.}}$ , эВ
1	20958	2.5986		2.5908
2	21096	2.6157		2.6075
3	21204	2.6291		2.6240
4	21300	2.6410	2.6413	2.6412
5	21396	2.6529	2.6538	
6	21480	2.6633	2.6676	
7	21552	2.6722	2.6700	
8	21624	2.6812	2.6814	
9	21684	2.6886		
10	21743	2.6959	2.6950	
11	21815	2.7048		
12	21876	2.7124		
13	21942	2.7206		
14	21984	2.7258		

Примечание. Во втором и третьем столбцах приведены волновые числа и значения энергий линий излучения AgBr-J<sup>-</sup> (10<sup>-3</sup> моль%), наблюдаемых нами при 4.2 К при лазерном возбуждении. В четвертом столбце представлены значения энергий, соответствующих линиям в спектре поглощения, в пятом — линиям излучения при ламповом возбуждении в аналогичных образцах [4].

шесть из которых ( $\lambda_4 - \lambda_{11}$ ) являются резонансными с линиями поглощения, может быть связано с тем фактом, что двухфотонное возбуждение позволяет проводить объемное возбуждение в кристалле в отличие от однофотонного, при котором люминесцирует лишь поверхностный слой. Примесные ионы иода встраиваются в решетку бромистого серебра, поэтому объемное возбуждение увеличивает вероятность высвечивания на примесных центрах. Эти излучательные переходы происходят с участием когерентных фононов. Действительно, частотное расстояние между двумя первыми линиями составляет 138 см<sup>-1</sup> (0.0171 эВ), что соответствует энергии продольных оптических фононов в кристаллах AgBr при гелиевых температурах [6].

Четвертая линия имеет фононное повторение в виде  $\lambda_3$  и  $\lambda_5$  с поглощением и испусканием поперечного оптического фонона (0.0119 эВ).

Таким образом, было обнаружено различие спектров люминесценции AgBr-J<sup>-</sup> при лазерном и ламповом возбуждении, связанное как с частотным разбросом этих полей, так и с их когерентными свойствами.

Авторы благодарят А. А. Садыкову за любезно предоставленные фотоэмulsionи.

#### Литература

- [1] K. Vasek, R. Levy, A. Bivas, S. Mysyrowicz, S. Nikitine. Czechoslovak. J. Phys., B19, 771, 1969.
- [2] И. В. Недзвецкая, Т. М. Машлягина, Д. С. Недзвецкий. Опт. и спектр., 40, 188, 1976.
- [3] Е. В. Козырева. Опт. и спектр., 25, 526, 1968.
- [4] H. Kanzaki, S. Sakuragi. J. Phys. Soc. Japan, 27, № 1, 1969.
- [5] В. П. Грибковский. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках, 234. «Наука и техника», Минск, 1975.
- [6] П. В. Мейкляр. Физические процессы при образовании скрытого фотографического изображения. «Наука», М., 1972.

Поступило в Редакцию 25 марта 1977 г.