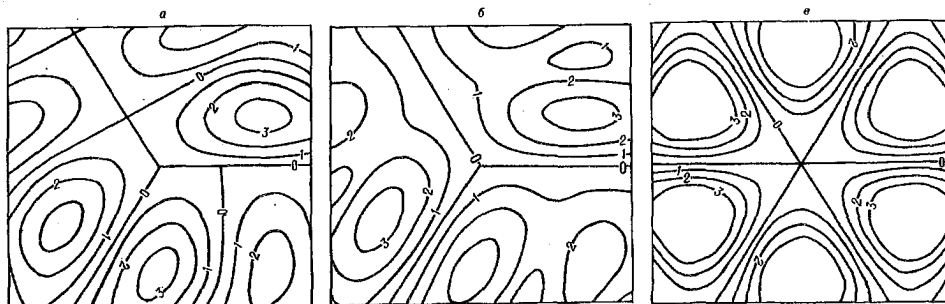


решения можно интерпретировать как дифракцию плоской волны в углу  $2\pi/N$ . Они имеют периодичность  $4\pi$  по  $\theta$ . Поэтому замена в них  $\alpha$  на  $\alpha+2\pi$  приводит к новым решениям. Сумма этих двух решений представляет собой суперпозицию  $2N$  плоских волн

$$E_z(\alpha) + E_z(\alpha + 2\pi) = \sum_{j=0}^{N-1} \exp\left[-ikr \cos\left(\theta - \alpha - \frac{4\pi}{N}j\right)\right] - \sum_{j=0}^{N-1} \exp\left[-ikr \cos\left(\theta + \alpha + \frac{4\pi}{N}j\right)\right]. \quad (6)$$

Граничные значения для (6) выполняются на плоскостях, делящих пространство на  $2N$  равных  $\pi/N$  двугранных углов. Таким образом, в угловых областях  $2\pi/N$  с четным  $N$  (калейдоскопических областях) дифракционное поле представляется суперпозицией  $2N$  плоских волн и может быть рассчитано методом геометрической оптики. В угловых областях с нечетным  $N$  существуют два типа полей. Одни из них представляются суперпозицией конечного числа плоских волн, другие — (3), (5) имеют более сложную структуру. Некоторое наглядное представление о характере этих решений дает рисунок. На нем изображены изолинии  $|\operatorname{Im} E_z|$  при  $N=3$ ,  $\alpha=\pi/2$  (а),  $|E_z|$  (б) и  $|\operatorname{Im} [E_z(\alpha) + E_z(\alpha+2\pi)]|$  (в) в области  $|ky| \leq 5$ ,  $|kx| \leq 5$  и единичных значениях амплитуд парциальных волн.



Изолинии компоненты  $E_z$  при дифракции симметричной суперпозиции волн на полуплоскости

Таким образом, существует простой способ расчета и исследования дифракционных полей в угловых областях  $2\pi/N$  путем суммирования парциальных дифракционных полей на полуплоскости. В дальнейшем предполагается провести более детальное изучение структуры таких решений.

1. Франк Ф., Мозес Р. Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики. М.; Л., 1957. С.849.
2. Малюжин Г. Д. // УФН. 1959. Т.69. №2. С.321.
3. Нефедов Е. И. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах. М., 1979.
4. Ваганов Р. Б., Каценеленбаум Б. З. Основы теории дифракции. М., 1982.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970.
6. Корнейчик В. В., Процко С. В., Хапалюк А. П. // Радиотехника и электроника. 1982. Т.27. №8. С.1493.
7. Рудницкий А. С., Хапалюк А. П. // Радиотехника и электроника. 1984. Т.29. Вып.6. С.1199.
8. Рудницкий А. С. // Радиотехника и электроника. 1988. Т.33. Вып.1. С.2417.

Поступила в редакцию 12.02.97.

УДК 535.337

С. В. КИЛИНА, А. П. ЗАЖОГИН, С. Н. ШАРАШКИН

### ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ $\text{Nd}^{3+}$

Temperature dependences of the luminescence spectra of YAG and GSGG laser crystals activated by  $\text{Nd}^{3+}$  have been studied. It has been found that the bands in luminescence spectra become shifted to the long-wavelength region and their halfwidths are growing with increase in

temperature. Analytical dependences relating the position and width of luminescence bands with temperature have been introduced. The possibility of using the afore-mentioned crystals for measurement of temperature over the interval 77 to 560 K by the contactless method has been demonstrated.

Кристаллографические исследования при высоких давлениях и температурах вызывают в настоящее время большой интерес, поскольку дают возможность точнее определить структуру твердого тела и обнаружить фазовые переходы в различных системах. В связи с этим значительное внимание уделяется установкам, сочетающим рентгеноструктурное оборудование с нагревателями и прессами, позволяющими создать необходимые температуры и давления. Однако в таких установках нельзя простым способом измерить температуру образца, так как структура пресса не позволяет поместить обычный температурный датчик в контакте с образцом. Для устранения этого недостатка необходима разработка методов бесконтактного измерения температуры.

Одним из таких методов является метод определения температуры по сдвигу и уширению  $R_1$ ,  $R_2$  линий флюоресценции в рубине. Именно таким способом предлагают измерять температуру авторы статьи [1] в своей рентгеноструктурной установке с прессом с алмазными наковальнями. Однако у рубиновой температурной шкалы есть существенный недостаток, на который указывается в работах [1,2], — низкий предел измеряемой температуры (420 К). В связи с этим было бы желательно найти другие материалы с похожими на рубин спектроскопическими и механическими свойствами, для которых линии люминесценции оставались бы достаточно узкими при высоких температурах. Для этого нами были проведены исследования спектральных свойств кристаллов АИГ:Nd<sup>3+</sup> и ГСГГ:Nd<sup>3+</sup>:Cr<sup>3+</sup>, оценены смещения максимумов интенсивности и уширения линий в спектрах люминесценции этих кристаллов в зависимости от температуры, а также найдены аналитические представления этих зависимостей.

Для указанных исследований были выбраны два монокристалла: АИГ —  $Y_3Al_5O_{12}$ , активированный 1,1% Nd<sup>3+</sup>, и кристалл ГСГГ —  $[(Gd_{1-x}Nd_x) \times (SeGa)_{1-y}Cr_y]_2Ga_3O_{12}$ , активированный 3,95% Nd<sup>3+</sup>, размером 5×5×3 мм. Спектры люминесценции снимались при помощи монохроматора МДР-23, модифицированного для работы в ИК-области, с решеткой 600 шт./мм и обратной дисперсией 2,6 нм/мм. Для регистрации спектров использовался оптический многоканальный анализатор, передающий сигнал на ПЭВМ. Возбуждение люминесценции осуществлялось лампой накаливания на 30 Вт. Чтобы создать необходимые температуры, использовался нагреватель (40 Вт), внутри которого устанавливался специальный держатель для образца. Нагревание производилось от 293 до 600 К. Оптическая часть установки включала двухлинзовый конденсор и световод. Для получения спектров люминесценции образцов при низких температурах использовался жидкий азот (77 К). Температура 200 К достигалась использованием смеси сухого льда с ацетоном. Возбуждение спектров люминесценции образцов при температуре 77 и 200 К осуществлялось ртутной лампой.

Для АИГ:Nd<sup>3+</sup> в диапазоне от 1056 до 1078 нм при комнатной температуре (рис. 1,б) зарегистрировано шесть линий с длинами волн  $\lambda_1=1058,828$  нм,  $\lambda_2=1069,210$ ,  $\lambda_3=1071,806$ ,  $\lambda_4=1076,314$ ,  $\lambda_5=1082,326$ ,  $\lambda_6=1086,492$  нм. Самая интенсивная из которых  $\lambda_3$  имеет полуширину 1,5 нм. В спектре люминесценции ГСГГ при комнатной температуре наблюдаются похожие, как у АИГ:Nd<sup>3+</sup>, три полосы  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$ , смещенные в коротковолновую область, с длинами волн:  $\lambda_1=1058,554$  нм,  $\lambda_2=1065,500$  нм,  $\lambda_3=1068,800$  нм. Самая интенсивная  $\lambda_3$  имеет полуширину 1,4 нм. Последующие линии  $\lambda_4=1073,514$  нм и  $\lambda_5=1076,382$  уже существенно отличаются полушириной и интенсивностью от аналогичных линий в АИГ, а  $\lambda_6$  в ГСГГ появляется вообще только при азотной температуре. Исходя из полученных результатов, а также из анализа работы [3] исследуемым полосам люминесценции можно сопоставить переходы  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  (рис.2).

С понижением температуры от 293 до 77 К структура полос люминесценции обоих кристаллов проявляется лучше (рис.1,а). Возрастает как раз-

решение, так и интенсивность большинства линий в спектре. Уменьшение полуширины линий, вызванное снижением тепловых колебаний решетки от комнатной до азотной температуры, происходит незначительно (на 0,1–0,2 нм), что говорит о большом остаточном уширении, связанным с наличием ионов примесей и дефектов в кристаллической решетке.

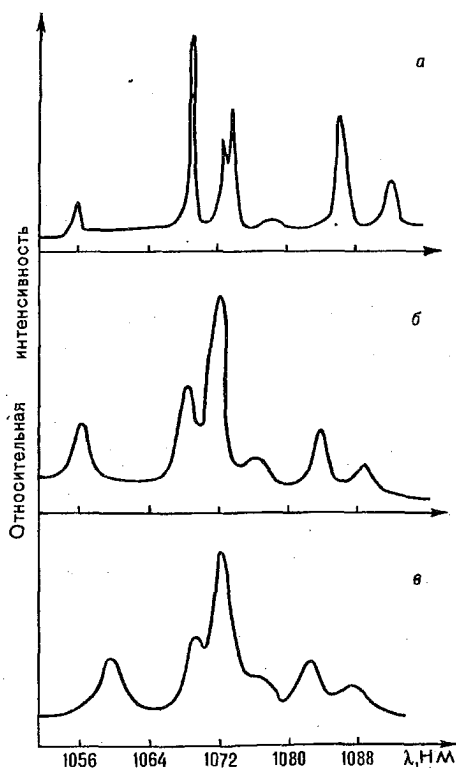


Рис.1. Спектры люминесценции АИГ:Nd<sup>3+</sup> при T, К:  
а – 77, б – 293, в – 523

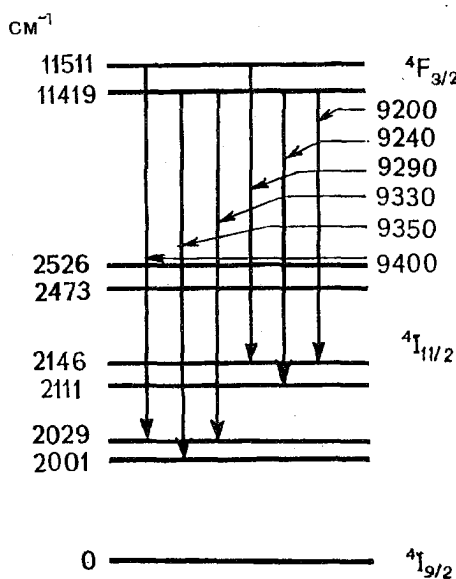


Рис.2. Схема переходов ⁴F<sub>3/2</sub> → ⁴I<sub>11/2</sub> иона Nd<sup>3+</sup> в АИГ

С ростом температуры от 293 до 563 К линии смещаются в длинноволновую область и уширяются (рис.1, б). Причем как смещение, так и уширение линий в спектре ГСГГ происходит более интенсивно по сравнению с АИГ. Ввиду того, что наиболее интенсивной и наиболее узкой линией в спектрах как АИГ, так и ГСГГ является λ<sub>3</sub>, то погрешность при определении для нее полуширины и смещения при высоких температурах была минимальной. Поэтому все температурные зависимости, описанные ниже, приводятся только для λ<sub>3</sub>. Так для ГСГГ в указанном интервале λ<sub>3</sub> сместилась на 1,2 нм и уширилась на 0,8 нм, в то время как для той же линии в спектре АИГ смещение составляет 1 нм, полуширина изменилась на 0,4 нм.

Полученные результаты были обработаны на ЭВМ, и были найдены две функции, каждая из которых хорошо описывает зависимость полуширины от температуры в интервале от 77 до 563 К. Одна из них – показательная, вида:

$$y = y_0 + (AT)^n,$$

где  $T$  – температура;  $y$  – полуширина линии;  $y_0$  – полуширина линии при  $T = 0$  К;  $A$  – коэффициент, определяющийся методом наименьших квадратов; другая – сигмоидальная:

$$y = (A_1 - A) / (1 + \exp\{[T - T_0] / dT\}) + A_2,$$

где  $y$  – полуширина;  $T_0$  – температура, при которой наблюдается перегиб функции;  $dT$  – интервал между температурами, при которых наблюдается насыщение функции;  $A_1$ ,  $A_2$  – коэффициенты, определяющиеся методом наименьших квадратов.

Сигмоидальная функция дает менее точное приближение для температурной зависимости полуширин линий люминесценции в области температур, больших 563 К, так как в этом интервале у функции существует насыщение, которое реально не наблюдается, так как линии продолжают уширяться с ростом температуры. Поэтому для описания зависимости смещения полос люминесценции как для АИГ, так и для ГСГГ нами была вы-

брана показательная функция. Графическое представление зависимостей полуширины от температуры для линии  $\lambda_3$  кристаллов АИГ и ГСГГ показано на рис.3, кривая 1,3 соответственно. Параметры найденной показательной функции для  $\lambda_3$  приведены в таблице.

Параметры показательных и сигмоидальной функций, описывающих зависимости полуширины и смещения линий люминесценции от температуры для кристаллов ГСГГ:Nd<sup>3+</sup>:Cr<sup>3+</sup> и АИГ:Nd<sup>3+</sup>

Показательная	Полуширина, нм		Смещение, нм		
	АИГ:Nd <sup>3+</sup> , $\lambda_3=1071,806$ нм	ГСГГ:Nd <sup>3+</sup> :Cr <sup>3+</sup> , $\lambda_3=1068,800$ нм	АИГ:Nd <sup>3+</sup> , $\lambda_3=1071,806$ нм	Сигмоидальная	ГСГГ:Nd <sup>3+</sup> :Cr <sup>3+</sup> , $\lambda_3=1068,800$ нм
$y_0$	1,48	1,15	-0,15	$A_1$	-2,13
$A$	0,0018	0,0022	0,0022	$A_2$	1,73
$n$	3,52	2,70	2,95	$T_0$	289,75
				$dT$	69,8

Характер кривых, описывающих температурную зависимость полуширины линий при высоких температурах, отличается от вида кривых в области низких температур. Для обоих кристаллов в интервале от 77 до 300 К наклон кривых незначителен из-за наличия неоднородного уширения линий. Начиная с 300 и до 400–450 К зависимости носят приблизительно линейный характер, что можно объяснить преобладанием прямых однофонных процессов рассеяния на уровнях энергии примесного иона. Более крутой ход кривых в области температур свыше 400 К указывает на основную роль комбинационного рассеяния фононов. Для всех линий кристалла ГСГГ кривые идут круче, чем для АИГ.

Зависимость смещения максимума полосы люминесценции от температуры тоже может быть описана обеими функциями. Однако для АИГ наиболее хорошее приближение дает показательная функция (рис.3, кривая 2), а для ГСГГ – сигмоидальная (рис.3, кривая 4), так как у ГСГГ при температуре 500 К наблюдается насыщение, когда полосы люминесценции перестают смешаться с дальнейшим ростом температуры. При построении графиков за начало отсчета смещения полос в спектрах люминесценции обоих кристаллов принималось их положение при 293 К (см. таблицу).

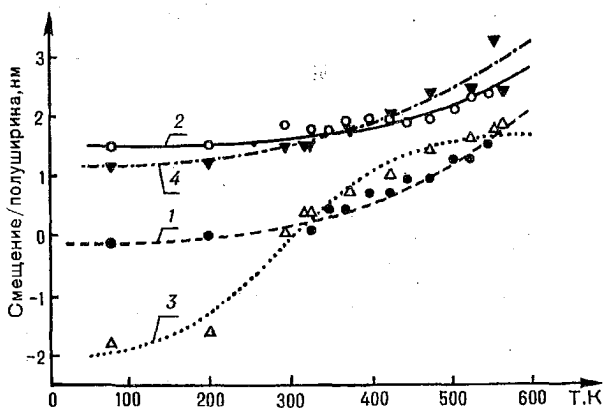


Рис.3. Температурные зависимости смещения и полуширины полосы люминесценции  $\lambda_3$ : 1,2 — для АИГ:Nd<sup>3+</sup>, 3,4 — для ГСГГ:Nd<sup>3+</sup>:Cr<sup>3+</sup> соответственно

При низких температурах смещение полос по отношению к их положению при комнатной температуре для обоих образцов происходит в коротковолновую область. Причем наклон кривой незначителен. Такое смещение можно объяснить усилением кристаллического поля при температурном сжатии, вызывающим увеличение интервалов между штарковскими компонентами (см. рис.2), а значит, и уменьшением длины волны излучения. В областях высоких температур смещение максимумов полос для ГСГГ происходит более заметно, чем для АИГ, кривые имеют больший наклон, а начиная с 500 К, как уже указывалось, смещение полос с ростом температуры прекращается.

Объяснить поведение кривых можно тем, что суммарным эффектом влияния теплового расширения решетки и фононных процессов рассеяния является сдвиг уровней термов  ${}^4F_{3/2}$  и  ${}^4I_{11/2}$  (см. рис.2) при повышении температуры в сторону малых энергий, причем верхние компоненты уровней смещаются сильнее нижних. Из анализа работ [4,5], в которых рассмотрены спектры поглощения и люминесценции, соответствующие переходам  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ , видно, что при низких температурах все уровни смещаются почти синхронно, т.е. зазор между уровнями уменьшается очень слабо, этим и объясняется малый наклон кривых в нашем случае. Вероятно, аналогично поведению уровней  ${}^4F_{3/2}$ ,  ${}^4I_{9/2}$ , начиная с 300 К штарковские компоненты уровней  ${}^4F_{3/2}$  и  ${}^4I_{11/2}$ , между которыми осуществляется переход, соответствующий той или иной полосе люминесценции, могут смещаться неодинаково: верхняя — сильнее, нижняя — слабее. Соответственно на графиках наблюдается увеличение наклона кривой, а линии люминесценции смещаются в длинноволновую область. Для некоторых расщеплений есть свой порог температур (500–800 К), когда оба уровня вообще перестают смещаться. В этом случае наблюдается процесс насыщения, когда при больших температурах смещения линий не происходит. Эффект насыщения в нашем случае проявляется только для ГСГГ, поэтому его и лучше описывать сигмоидальной функцией (рис.3, кривая 4).

Таким образом, на основании полученных результатов можно сделать вывод, что по полуширине и смещению полос люминесценции кристаллов АИГ:Nd<sup>3+</sup> и ГСГГ: Sr<sup>3+</sup>:Nd<sup>3+</sup> возможно определить температуру с точностью 1–3°C в интервале от 293 до 563 К. Причем точность определения температуры по спектрам люминесценции ГСГГ: Sr<sup>3+</sup>:Nd<sup>3+</sup> выше (1°C), т.е. этот кристалл в дальнейшем можно использовать для определения температуры при изучении физико-химических свойств вещества при высоких давлениях и температурах, когда другой метод невозможен.

1. Iwasaki H., Sueho S., Shimomura O. New modification of the high-temperature x-ray diamond anvil press and an accurate method of pressure-temperature determination. Tokyo, 1986.

2. Павловский А.И., Таценко О.М. Письма в ЖТФ. 1986. 12. №22.

3. Свиридов Д.Т., Свиридова Р.К., Смирнов Ю.Ф. Оптические спектры ионов переходных металлов в кристаллах. М. 1976.

4. Koningstein J. A., Geusic J. E. Phys. Rev. 1964. 136. A 711.

5. Корневский Л.М., Островская А.К., Сазонова С.Н., Скоробогатов К.В. // Спектроскопия кристаллов. М. 1970.

Поступила в редакцию 24.06.96.

УДК 539.12.04

В.В.УТЛОВ, Ю.А.ФЕДОТОВА, В.В.ХОДАСЕВИЧ

## ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНАЯ ИМПЛАНТАЦИЯ БОРА И АЗОТА В ТОНКИЕ ПЛЕНКИ ЖЕЛЕЗА

Thin iron films were subjected to monoelemental and successive nitrogen and boron implantation and investigated using Mössbauer and Auger spectroscopy. In-bulk redistribution of implanted elements after successive implantation in comparison with monoelemental one was observed.

### Введение

Для улучшения твердости и износостойкости железа и сталей широко (однако сравнительно недавно) используется моноэлементная имплантация азота и бора [1–5]. Исследование происходящих при этом процессов свидетельствует о формировании боридов и нитридов различного состава в имплантированных материалах. Установлено также, что формирование новых фаз и распределение имплантированных элементов по глубине определяется дозой, плотностью тока, энергией и температурой образца. Последовательная имплантация указанных элементов улучшает механические характеристики материалов по сравнению с моноэлементной имплантацией. Однако, в отличие от моноэлементной имплантации, процессы, происходящие при последовательной имплантации, носят более сложный характер и