

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.34+535.371.546.657-128

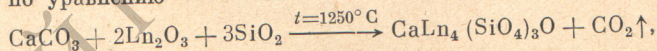
СПЕКТРЫ ИОНА НЕОДИМА В КРИСТАЛЛАХ Ca,LaSOAP  
И Ca,YSOAP И ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ  
В КРИСТАЛЛАХ Ca,LaSOAP-Nd

А. О. Иванов, Л. Г. Морозова, И. В. Мочалов и В. А. Федоров

Кристаллы с апатитовой структурой привлекли к себе внимание благодаря высокой эффективности генерации вынужденного излучения и низкому порогу возбуждения [1, 2]. Особый интерес вызвали кристаллы силикатного оксиапатита кальция-лантана  $\text{CaLa}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O-Nd}^{3+}$  (Ca,LaSOAP-Nd), что обусловилось низкими значениями коэффициента усиления и поперечного сечения вынужденного излучения, соответствующего переходу  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  в ионе неодима [3, 4]. Эти свойства, по данным [5], обеспечили эффективность генерации этих кристаллов в режиме модулированной добротности резонатора на 25—35% выше, чем у кристаллов YAG-Nd.

В настоящей работе были изучены спектры поглощения и люминесценции кристаллов Ca,LaSOAP-Nd и его аналога — кристаллов силикатного оксиапатита кальция-иттрия —  $\text{CaY}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O-Nd}^{3+}$  (Ca,YSOAP-Nd), построены штарковские диаграммы энергетических уровней  ${}^4F_{3/2}$  и  ${}^4I_J$  мультиплетов в этих кристаллах, получена генерация на переходе  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  и впервые зарегистрирована генерация излучения иона неодима в кристаллах Ca,LaSOAP на переходе  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  в области 1.33 мкм.

Монокристаллы Ca,LaSOAP-Nd и Ca,YSOAP-Nd были выращены по методу Чохральского. Исходные шихты готовились в виде соединения реакцией в твердой фазе, идущей по уравнению



где Ln — ион La или Y. Для активации кристаллов в исходные шихты добавлялось по 2% ат. неодима в виде окиси. Выращивание кристаллов проводилось на промышленной установке «Донец-3» (нагрев высокочастотный  $f=8$  кГц) из иридиевых тиглей при температуре 2180°С для Ca,LaSOAP-Nd и 2050°С для Ca,YSOAP-Nd. Скорости вытягивания менялись в пределах 1÷5 мм/час, вращения — 10÷45 об./мин. Полученные кристаллы имели диаметр до 18 и длину до 120 мм.

Кристаллы Ca,LaSOAP-Nd имели высокое оптическое качество и высокую однородность (радиальный градиент показателя преломления образца диаметром 5 мм не превышал  $2 \cdot 10^{-5}$ ). Кристаллы не содержали включений и не обнаруживали заметного светорассеивания. Коэффициент неактивных потерь на  $\lambda=1.15$  мкм составлял  $\sim 0.003$  см<sup>-1</sup>.

Кристаллы Ca,YSOAP-Nd обнаруживали светорассеивание, связанное, вероятно, с присутствием в них второй фазы и имели вследствие этого высокие неактивные потери 0.5 см<sup>-1</sup> ( $\lambda=1.15$  мкм). Это соответствует данным работы [3]. Невысокое оптическое качество этих кристаллов заставило нас отказаться от их генерационных испытаний.

Исследования спектров кристаллов проводили при 77 и 300 К с помощью дифракционного спектрометра СДЛ-1 (дисперсия 32 Å/мм в исследуемой области спектра) с приемником PbS. Излучение в двух первых группах спектра люминесценции, а также спектры резонансного поглощения фотографировались на пленки И-920 и И-1070 в спектрографе с линейной дисперсией  $\sim 13$  Å/мм.

Спектры люминесценции при 77 и 300 К и схемы штарковского расщепления термов иона неодима в кристаллах Ca,LaSOAP-Nd и Ca,YSOAP-Nd, построенные на основании изучения и сопоставления спектров поглощения и люминесценции, приведены на рис. 1 и 2. Наблюдаемая инфракрасная люминесценция, как обычно, соответствовала переходам ионов неодима с возбужденного метастабильного терма  ${}^4F_{3/2}$  на четыре терма  ${}^4I_J$ . Положения уровней  ${}^4I_{13/2}$  были определены на основании изучения спектров поглощения

В кристаллических решетках апатитов Ca,LaSOAP и Ca,YSOAP, имеющих пространственную группу  $C_{6h}^2-P6_3/m$ , ионы неодима изоморфно замещают ионы лантана или

иттрия в их позициях. Следует отметить, что в этой структуре имеются две неэквивалентные позиции лантаноидного иона с точечными группами  $C_{1h}$  и  $C_3$ , приводящие к образованию активаторных центров двух типов, каждому из которых соответствуют свои положения энергетических уровней и расщепления мультиплетов. Наиболее отчетливо наличие центров второго типа (II) проявляется в резонансном поглощении в области 0.9 мкм (переход  $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{3/2}$ ), где наряду с двумя основными линиями присутствуют две более слабые дополнительные, не вымерзающие даже при температуре 4.2 К. Однако интенсивность люминесценции основного спектра (I) в исследуемых кристаллах значительно превосходит свечение центров второго типа (II), вследствие чего построить полностью схему уровней центров второго типа не представляется возможным. Энергетическое положение уровней термина  $^4F_{3/2}$ , соответствующих второму типу центров (II), указаны на схеме уровней основного типа центров (I) штриховыми линиями.

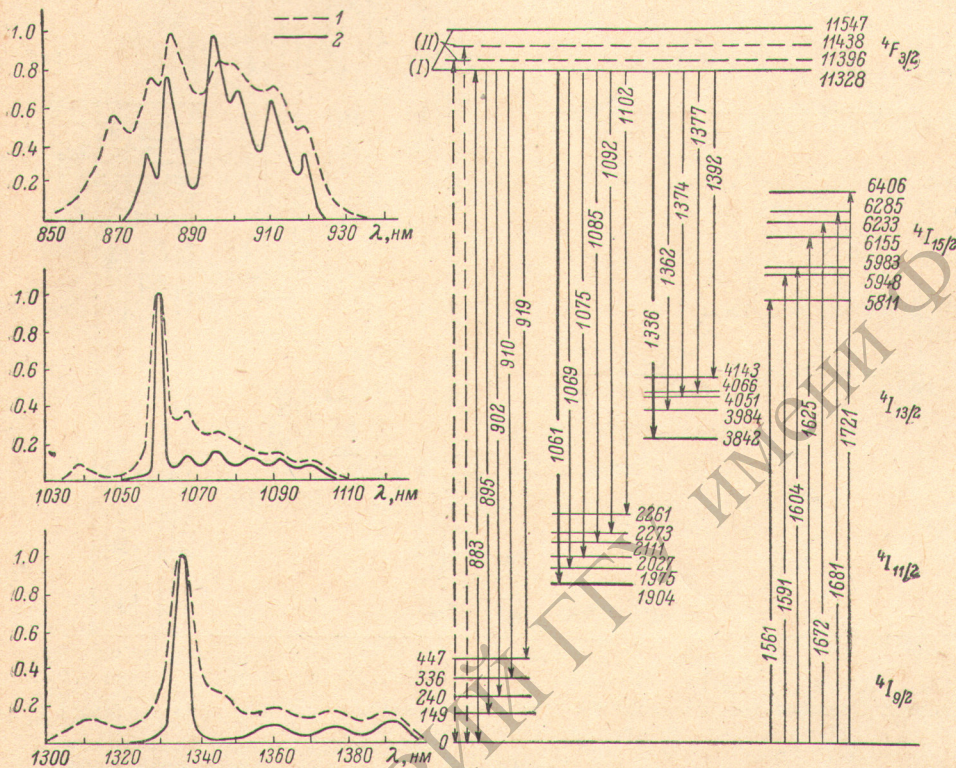


Рис. 1. Спектры люминесценции и схема энергетических уровней иона неодима в кристаллах  $\text{CaLa}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O-Nd}^{3+}$ .

Жирные стрелки на схеме указывают переходы, на которых зарегистрировано вынужденное излучение. 1 — 300, 2 — 77 К.

Значительное расщепление термина  $^4F_{3/2} \sim 219 \text{ см}^{-1}$  для  $\text{Ca,LaSOAP-Nd}$  и  $\sim 227 \text{ см}^{-1}$  для  $\text{Ca,YSOAP-Nd}$  свидетельствует о большой величине некубической составляющей внутрикристаллического поля. Длительность возбужденного состояния  $^4F_{3/2}$  в исследуемых кристаллах при комнатной температуре составляет  $1.9 \cdot 10^{-4}$  с для  $\text{Ca,LaSOAP-Nd}$  и  $1.7 \cdot 10^{-4}$  с для  $\text{Ca,YSOAP-Nd}$  и практически не меняется при переходе к температуре 77 К.

В сравнении со спектрами иона неодима в других матрицах спектры  $\text{Ca,LaSOAP-Nd}$  и  $\text{Ca,YSOAP-Nd}$  характеризуются относительно большой шириной линий излучения ( $\sim 20-30 \text{ см}^{-1}$  при 77 К), что позволяет поставить эти кристаллы между стеклами, обладающими широкими линиями излучения порядка сотен обратных сантиметров, и такими кристаллическими средами, как YAG и  $\text{YAlO}_3$ , которые обладают шириной линий излучения менее  $10 \text{ см}^{-1}$ . Значительное уширение спектральных линий связано, по-видимому, с неупорядоченностью кристаллической решетки.

Большая ширина линий излучения кристаллов  $\text{Ca,LaSOAP-Nd}$  на переходе  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$  ( $\lambda = 1.0612 \text{ мкм}$ ) объясняет низкий коэффициент усиления и низкое поперечное сечение вынужденного излучения, которые позволяют запастись на метастабильном уровне в 5.6 раз больше энергии, чем кристаллы YAG при работе лазеров в режиме модулированной добротности резонатора [4, 6]. Широкие линии люминесценции на переходе  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  иона неодима в  $\text{Ca,LaSOAP-Nd}$  в силу высказанных выше замеча-

ний делают этот кристалл перспективным для генерации в режиме модулированной добротности резонатора и на этом переходе. Однако, несмотря на возрастающий интерес к этому переходу [7] иона неодима, определяющийся, в частности, большей безопасностью работы с излучением 1.3 мкм, сведения о получении вынужденного излучения на  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  переходе неодима в кристаллах Ca,LaSOAP в литературе отсутствуют.

Возбуждение излучения проводилось при 300 К на установке, описанной в [8]. Для генерационных испытаний был использован активный элемент в виде стержня

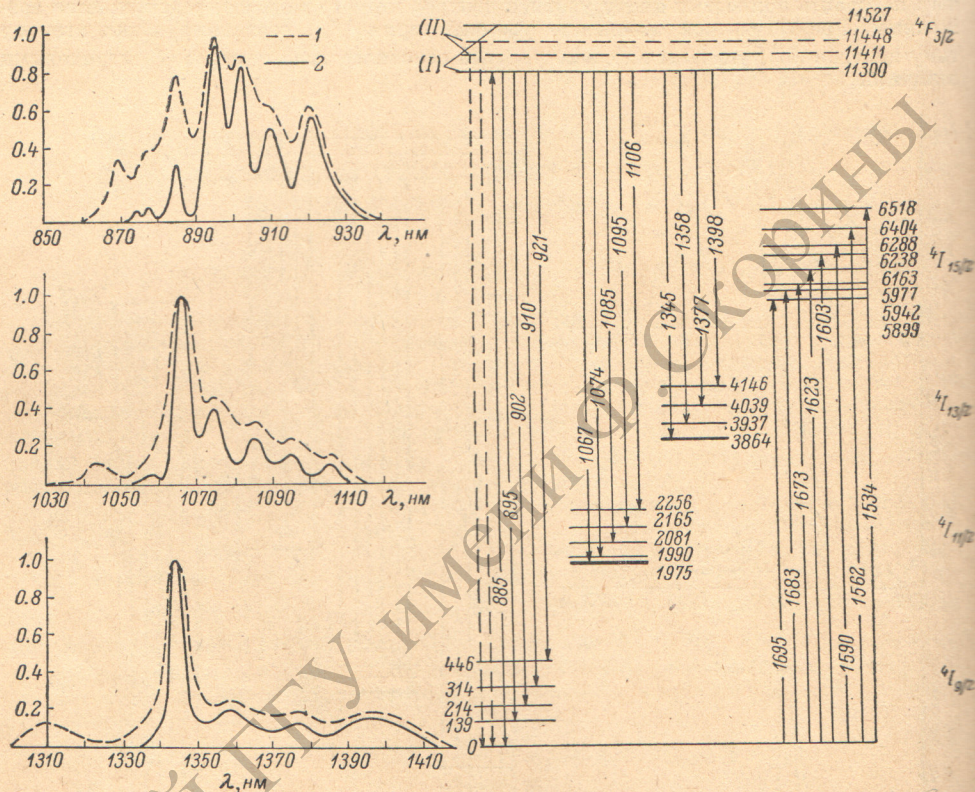


Рис. 2. Спектры люминесценции и схема энергетических уровней иона неодима в кристаллах  $\text{CaY}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O-Nd}^{3+}$ .

1 — 300, 2 — 77 К.

Ø5.65 мм с плоскопараллельными торцами (20''). Многослойные диэлектрические покрытия ( $R=500$  мм) имели максимальное отражение (99.5%) в области  $1.03 \div 1.25$  мкм (для генерации на переходе  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ) и в области  $1.25 \div 1.6$  мкм (для генерации на переходе  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ). Спектральный состав генерируемого излучения и значение  $E_{\text{порог}}$  исследовались фотоэлектрически с помощью монохроматора МДР-3 и фотоприемников на основе InSb или PbS. Точность измерения длины волны генерации составляет  $\pm 10$  Å. Регистрация перечисленных выше параметров проводилась с помощью запоминающего осциллографа С8-2. Полученные результаты по измерению спектрально-генерационных параметров Ca,LaSOAP-Nd сведены в таблицу.

Низкие пороги генерации и предполагаемые низкие значения поперечного сечения вынужденного излучения неодима на переходе  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  в этих кристаллах позволяют

Переход	$\lambda_{\text{г}}$ , мкм	$E_{\text{порог}}$ , Дж/см	$\Delta_{\text{люм.}}$ , 300 К, $\text{см}^{-1}$	$E_{\text{к}}$ , $\text{см}^{-1}$
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	1.0612	0.25	55	1904
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	1.3354	1.6	49	3842

Примечание.  $\lambda_{\text{г}}$ , мкм — длина волны генерируемого излучения;  $E_{\text{порог}}$ , Дж/см — пороговая энергия генерации;  $\Delta_{\text{люм.}}$ , 300 К,  $\text{см}^{-1}$  — ширина линии люминесценции при  $T = 300$  К;  $E_{\text{к}}$ ,  $\text{см}^{-1}$  — положение конечного уровня.

рассматривать их как один из наиболее перспективных материалов для получения вынужденного излучения в области 1.3 мкм в режиме модулированной добротности резонатора.

Авторы благодарят И. Р. Савинову за приготовление исходных шихт и выражают глубокую признательность П. П. Феофилову за постоянный интерес к этой работе и полезное обсуждение ее результатов.

### Литература

- [1] R. C. Ohlmann, K. B. Steinbruegge, R. Mazelsky. Appl. Optics, 7, 905, 1968.
- [2] R. H. Hopkins, G. W. Roland, K. B. Steinbruegge, W. D. Partlow. J. Electrochem. Soc., 118, 637, 1971; K. B. Steinbruegge, R. H. Hopkins, G. W. Roland. IEEE J. Quant. Electr., 8, 534, 1972.
- [3] K. B. Steinbruegge, T. Hennigsen, R. H. Hopkins, R. Mazelsky, N. T. Melamed, E. P. Riedel, G. W. Roland. Appl. Opt., 11, 999, 1972.
- [4] R. C. Eckardt, J. L. DeRosa, J. P. Letellier. IEEE J. Quant. Electr., 10, 620, 1974.
- [5] K. B. Steinbruegge, G. D. Baldwin. IEEE J. Quant. Electr., 9, 667, 1973.
- [6] K. B. Steinbruegge, G. D. Baldwin. Appl. Phys. Lett., 25, 220, 1974.
- [7] A. A. Каминский, С. Э. Саркисов. Ж. Неорган. матер., 9, 505, 1973; A. A. Kaminskii, S. E. Sarkisov, L. Li. Phys. St. Sol. (a), 15, k-144, 1973; M. J. Vina, C. R. Jones. Optics Commun., 7, 400, 1973.
- [8] А. О. Иванов, И. В. Мочалов, А. М. Ткачук, В. А. Федоров, П. П. Феофилов. Квант. электрон., 2, 186, 1975.

Поступило в Редакцию 5 августа 1975 г.

УДК 535.42.01

## О РАСЧЕТЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА, ДИФРАГИРОВАННОГО ВНЕШНИМИ ЗАТМЕВАЮЩИМИ ДИСКАМИ КОРОНОГРАФА

А. Ленский

Наиболее эффективные способы уменьшения количества рассеянного света во взвешенном коронографе Лео до уровня, необходимого для успешного фотографирования внешней солнечной короны со спутников или баллонов, предполагают использование внешнего затмевающего диска с зубчатым краем [1] или нескольких обычных дисков, расположенных один за другим [2]. Хотя оба эти способа предложены более десяти лет тому назад и с тех пор неоднократно с успехом применялись на практике, расчет освещенности в тени таких сложных экранов опубликовано не было. Объясняется это, по-видимому, значительной трудоемкостью вычислений, в основу которых могло бы быть положено математическое описание дифракционных явлений с помощью традиционной формы интеграла Кирхгофа.

В настоящем сообщении предлагается методика расчета интенсивности света, дифрагируемого вышеупомянутыми экранами, основанная на использовании интеграла Кирхгофа в представлении Рубиновича [3]. Последнее предполагает вычисление линейного интеграла, берущегося вдоль контура дифракционного отверстия или экрана, а так как вычислить линейный интеграл легче, чем поверхностный, такой подход должен привести к существенной экономии времени вычислений.

Согласно [3], комплексная амплитуда  $U'$  в какой-либо точке  $P$  дифрагированного поля от точечного источника  $S$  может быть определена в виде следующей суммы:

$$U' = U^{(g)} + U^{(d)}, \quad (1)$$

где предсказываемое геометрической оптикой возмущение

$$U^{(g)} = \begin{cases} \frac{A}{R} \exp ikR, & \text{если точка } P \text{ находится в прямом пучке,} \\ 0, & \text{если точка } P \text{ находится в области геометрической тени;} \end{cases} \quad (2)$$

$A$  — постоянная,  $R$  — расстояние от  $S$  до  $P$ ,  $k=2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны;  $U^{(d)}$  представляет собой так называемую граничную или краевую дифракционную волну и выражается криволинейным интегралом по контуру  $\Gamma$  отверстия или экрана

$$U^{(d)} = \frac{A}{4\pi} \oint_{\Gamma} \frac{\exp [ik(r+s)] \cos(n, s) \sin(r, dl)}{rs[1 + \cos(r, s)]} dl, \quad (3)$$