

причем $i=n$ при n четном; $i=n-1$ при n нечетном.

Учитывая условия: а) $H_{kl} \neq 0$ лишь при $l=k$, $l=k \pm 2$ (трехдиагональность матриц E^+ , E^-), б) $H_{kl} = H_{-k, -l}$ [2], нетрудно убедиться в справедливости следующих утверждений:

при четном n выражение (2) может быть записано в виде $A + Bb_{n/2}^2$, A зависит от $k_1, \dots, k_{n/2}$, $b_1^2, \dots, b_{(n/2)-1}^2$; $B \sim b_1^2 b_2^2 \dots b_{(n/2)-1}^2$;

при нечетном n (2) может быть записано в виде $C + DK_{(n+1)/2}$, $D \sim b_1^2 b_2^2 \dots b_{(n-1)/2}^2$, C зависит от $k_1, \dots, k_{(n-1)/2}$, $b_1^2, \dots, b_{(n-1)/2}^2$ при $n=1$, $C=0$, $D=1$.

Отсюда ясно, что, используя соотношение (1) для $1 \leq n \leq 2N-1$ (N — порядок матрицы E^+), можно последовательно определить все k_i и b_i^2 (заметьте, что если ни одно из собственных значений матрицы E^+ не равно какому-либо собственному значению матрицы E^- , то ни одно b_i не может обращаться в 0; для молекул типа асимметричного волчка, уровни вращательной энергии которых не вырождены, это условие, вообще говоря, должно выполняться). Аналогично, используя второе из соотношений (1), можно определить диагональные и квадраты недиагональных матричных элементов для подматриц O^+ и O^- .

Выпишем, например, формулы для нескольких величин k_i и b_i^2

$$k_1(E^+) = \text{Sp } H(E^+) - \text{Sp } H(E^-),$$

$$b_1^2(E^+) = \frac{\text{Sp } H^2(E^+) - \text{Sp } H^2(E^-) - k_1^2(E^+)}{4},$$

$$k_2(E^+) = \frac{\text{Sp } H^3(E^+) - \text{Sp } H^3(E^-) - k_1^3(E^+) - 6k_1 b_1^2}{6b_1^2}.$$

Если известны все k_i и b_i^2 , кроме k_N и b_{N-1}^2 , то можно определить k_N через $\text{Sp } H(E^+)$, а затем и b_{N-1}^2 через $\text{Sp } H^2(E^+)$; аналогично для элементов подматриц O^+ и O^- .

Однозначно определить знаки величин b_i из экспериментально определенных уровней энергии невозможно, поскольку собственные значения симметричной трехдиагональной матрицы не зависят от знаков ее недиагональных элементов [2].

Вопрос о знаках величин b_i , имеющих физический смысл, можно решить путем «подгонки» уровней вращательной энергии молекулы методом наименьших квадратов в приближении жесткого волчка, а затем с учетом центробежных членов низших порядков в гамильтониане. По крайней мере для «достаточно асимметричных» молекул и не слишком больших значений вращательного квантового числа J эта процедура позволяет сделать однозначный вывод. Примером может служить молекула H_2O .

Отметим, во-первых, что матричные элементы k_i и b_i линейно зависят от параметров гамильтониана, и, во-вторых, тот факт, что, зная значения k_i и b_i , можно определить все собственные волновые функции гамильтониана. Эти данные могут быть использованы для решения обратной задачи для параметров высоких порядков приведенного гамильтониана (волновые функции могут быть использованы для построения начального приближения для матрицы метода наименьших квадратов).

Автор благодарит Ю. С. Макушкина, В. Н. Брюханова и В. И. Толмачева за обсуждения.

Литература

- [1] J. K. G. Watson. J. Chem. Phys., 46, 1935, 1967.
 [2] М. Стрендберг. Радиоспектроскопия. ИЛ, М., 1965.

Поступило в Редакцию 11 апреля 1975 г.

УДК 621.373 : 535

МНОГОЧАСТОТНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИОНА Ho^{3+} В КРИСТАЛЛАХ LiYF_4

И. Г. Подколзина, А. М. Ткачук, В. А. Федоров и П. П. Феофилов

Кристаллы LiYF_4 (YLF), активированные ионами Ho^{3+} и соактивированные ионами Er^{3+} и Tu^{3+} , хорошо известны как активные среды для получения генерации вынужденного излучения ионов гольмия в области 2.06 мкм [1-3]. В этих кристаллах в результате многочисленных внутри- и межцентровых безызлучательных переходов видимая люминесценция потушена и все излучение происходит с нижайшего возбужденного термина 5L_7 .

Кристаллы YLF, активированные только гольмием, интенсивно люминесцируют в видимой и ИК областях спектра и, как оказалось, могут быть использованы для получения генерации на ряде частот в широком спектральном интервале. Нами была получена генерация вынужденного излучения ионов Ho^{3+} в кристаллах YLF-Ho^{3+} (концентрация гольмия 2 мол.%) на ряде переходов в видимой и ИК областях спектра. Кристаллы YLF-Ho^{3+} были выращены по методу Чохральского [4].

Исследование спектров люминесценции и поглощения показало, что основное состояние ионов гольмия 5I_8 в этих кристаллах имеет характерное для тетрагонального центра расщепление: две группы уровней, разделенные зазором $\sim 150 \text{ см}^{-1}$, с общей величиной расщепления $\sim 320 \text{ см}^{-1}$, что позволяет получить генерацию на переходе $^5I_7 \rightarrow ^5I_8$ по четырехуровневой схеме. Все нижайшие термы возбужденных состояний иона гольмия — излучательные. Спектр люминесценции кристаллов YLF-Ho^{3+} состоит из отдельных групп линий в области от 400 до 2400 нм (рис. 1).

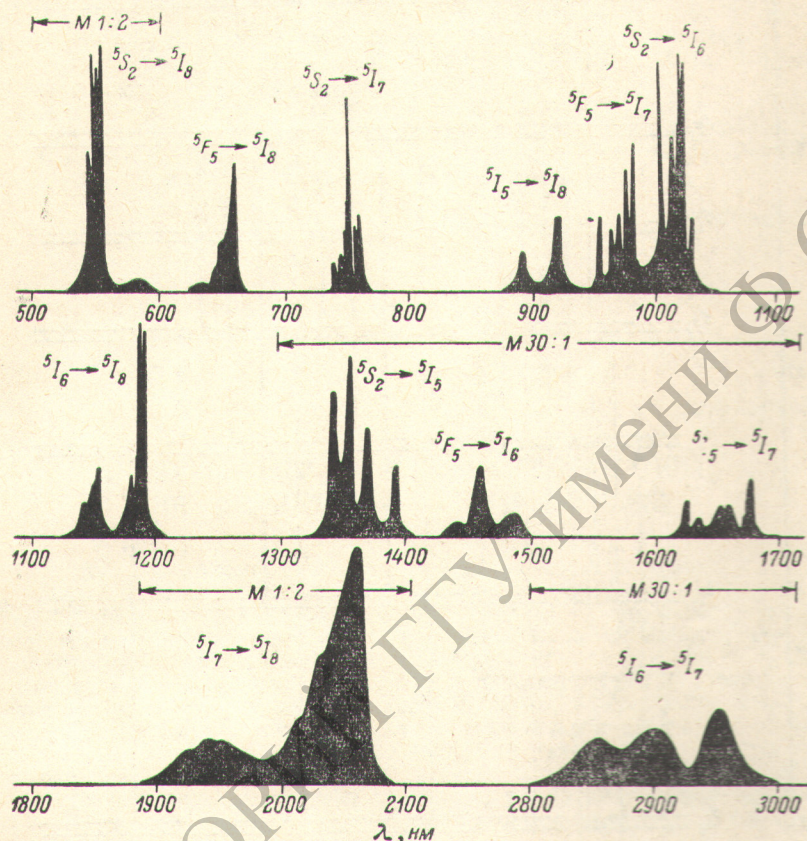


Рис. 1. Спектр люминесценции кристаллов $\text{LiYF}_4\text{:Ho}^{3+}$.

В квадратных скобках указан масштаб по оси ординат.

Интенсивные группы линий в видимой области спектра обусловлены переходами с термов (5F_4 , 5S_2) и 5F_5 на терм основного состояния 5I_8 ($\lambda=550$ и 650 нм соответственно). Люминесценция в ИК области спектра связана как с переходами на термы 5I_j ($j=5, 6, 7$) на основной терм 5I_8 ($\lambda=890, 1190$ и 2070 нм), так и с переходами между термами возбужденных состояний (5F_4 , 5S_2) \rightarrow 5I_j ($j=5, 6, 7$) ($\lambda=750, 1014$ и 1400 нм) и $^5F_5 \rightarrow ^5I_j$ ($j=5, 6, 7$) ($\lambda=980, 1490$ и 2350 нм соответственно). Схема нижайших термов иона Ho^{3+} , излучательных переходов между ними при 4.2 K и значения τ соответствующих уровней при 300 K представлены на рис. 2.

Для испытаний на генерацию использовались кристаллы размером $\varnothing 6 \times 30$ мм. Накачка осуществлялась излучением ксеноновой лампы в эллиптическом осветителе. Резонатор образован сменными сферическими зеркалами (радиусы кривизны $r_1=r_2=500$ мм) с диэлектрическими покрытиями (коэффициенты отражения для соответствующей области спектра $R_1=99.5 \pm 0.5\%$, $R_2=98 \pm 0.5\%$), варьируя которые, можно было получать селективные резонаторы на желаемые длины волн. Генерируемое излучение регистрировалось охлажденными приемниками на основе германия, легированного золотом, и InSb . Более подробно генерационная установка описана в [8].

При комнатной температуре генерация вынужденного излучения кристаллов YLF-Ho^{3+} была получена на переходе $^5S_2 \rightarrow ^5I_5$ ($\lambda=1396.0$ нм), а также в области ≈ 2.9 мкм, излучение в которой может быть предположительно сопоставлено с пере-

ходом ${}^5I_6 \rightarrow {}^5I_7$. При 90 К генерация вынужденного излучения кристаллов YLF- Ho^{3+} была получена на переходах ${}^5S_2 \rightarrow {}^5I_6$ (1014.3 нм), ${}^5S_2 \rightarrow {}^5I_7$ (749.8 нм), ${}^5F_5 \rightarrow {}^5I_7$ (979.4 нм) и ${}^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$ (2067.2 нм).¹ Наблюдавшиеся генерационные переходы указаны на рис. 2 жирными стрелками.

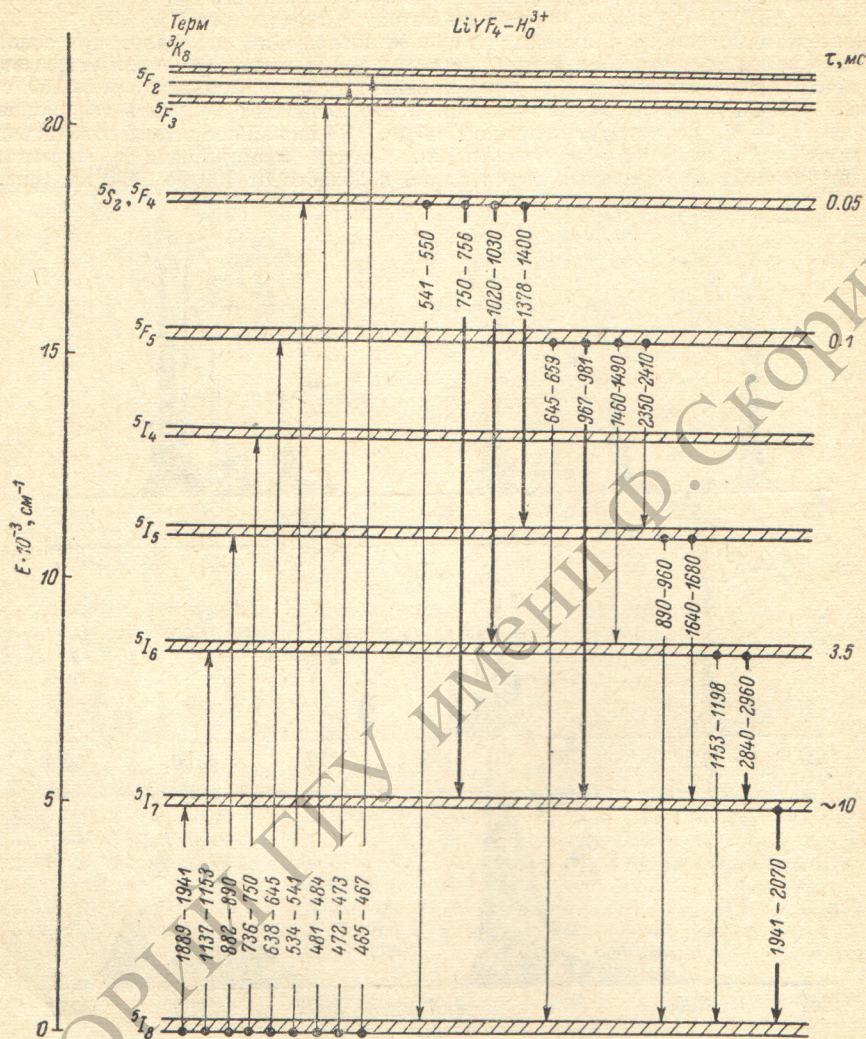


Рис. 2. Схема термов и переходов между ними для иона Ho^{3+} в кристалле LiYF_4 .

Цифры на стрелках означают граничные длины волн в номограмах. Жирными стрелками указаны генерационные переходы. $T=4.2$ К.

Значения пороговой энергии накачки $E_{\text{пор.}}$, времена жизни излучательных уровней τ , температура и переход для соответствующих линий генерации приведены в таблице.

λ , нм	Переход	T, К	τ , мс	$E_{\text{пор.}}$, Дж/см
1396.0	$({}^5F_4, {}^5S_2) \rightarrow {}^5I_5$	300	0.05	26
1014.3	$({}^5F_4, {}^5S_2) \rightarrow {}^5I_6$	90	0.05	6
749.8	$({}^5F_4, {}^5S_2) \rightarrow {}^5I_7$	90	0.05	4.5
979.4	${}^5F_5 \rightarrow {}^5I_7$	90	0.1	6
2067.2	${}^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$	90	~ 10	25

¹ Понижение температуры не приводит к существенному изменению τ .

Следует заметить, что приведенные результаты носят характер предварительных и, по-видимому, не исчерпывают все возможные генерационные переходы в кристалле $YLF-\text{Ho}^{3+}$. Так, например, можно ожидать, что генерация может быть получена и на других переходах с термина 5F_5 , в частности, на переходах на термы 5I_6 и 5I_5 (1490 и 2350 нм соответственно).

Таким образом, кристаллы $\text{LiYF}_4-\text{Ho}^{3+}$ могут рассматриваться как перспективный материал для получения генерации вынужденного излучения на ряде частот в широком спектральном диапазоне.

Литература

- [1] R. L. Remski, L. T. James, Jr., K. H. Gooen, B. DiBartolo, A. Linz. IEEE, J. Quantum Electron, QE-5, 214, 1969.
- [2] E. P. Chicklis, C. S. Naiman, R. C. Folweiler, D. R. Gabbe, H. P. Jenssen, A. Linz. Appl. Phys. Lett., 19, 119, 1971.
- [3] E. P. Chicklis, C. S. Naiman, R. C. Folweiler, J. C. Doherty. IEEE, J. Quantum Electron., QE-8, 225, 1972.
- [4] И. А. Иванова, М. А. Петрова, И. Г. Подколзина, А. М. Морозов, П. П. Феофилов. Неорганич. материалы, 11, 2175, 1975.
- [5] А. О. Иванов, И. В. Мочалов, А. М. Ткачук, В. А. Федоров, П. П. Феофилов. Квантовая электроника, 2, 186, 1975.

Поступило в Редакцию 28 мая 1975 г.

УДК 535.863.68 : 535.231.6

ВЫБОР НЕОТРАЖАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ СЕЛЕКТИВНЫХ ПРИЕМНИКОВ

Ю. А. Калгин, Е. И. Ивлев и Л. Д. Кисловский

Интерес к приемникам с малым отражением связан со стремлением как в максимальной степени использовать попадающую на приемник мощность излучения, так и свести к минимуму паразитные воздействия отраженного излучения [1, 2]. Как известно, в приемниках типа «черное тело» малые значения коэффициентов отражения достигаются за счет многократных отражений излучения от внутренних поглощающих поверхностей. Недостатком таких приемников является конструктивная сложность, затрудняющая достижение быстродействия и низкого уровня тепловых шумов.

Основными недостатками приемников с просветляющими покрытиями являются сложность технологии их изготовления и снижение в десятки раз предельно допустимых плотностей мощности излучения из-за образования стоячих волн в слоях-резонаторах этих покрытий [3].

Представляется перспективным использование приемников, в которых малое значение коэффициента отражения обусловлено оптическими свойствами материала, на который падает излучение. В этом случае возможно разработать приемники с минимальными размерами, что позволяет сохранить предельно допустимые для применяемых материалов значения плотностей мощности излучения при малой постоянной времени.

Будем считать, что плотности мощности излучения не достигают критических значений, при которых происходят заметные изменения оптических свойств материала приемника за счет нагрева, так и за счет нелинейных взаимодействий излучения с материалом.

Глубокие минимумы значений коэффициента отражения от границы полубесконечное твердое тело—свободное пространство возможны в двух случаях: по высокочастотную сторону от сильной резонансной полосы и по высокочастотную сторону от плазменной частоты. Первый случай в наиболее четком виде встречается у простейших диэлектриков кубической структуры, если в качестве резонансной частоты принимать частоту собственных колебаний ионной решетки, второй — у металлов и полупроводников с большой проводимостью, т. е. с проводимостью, удовлетворяющей соотношению $\sigma_r (m^*/e) > 1$, где σ — проводимость, μ — подвижность, m^* — эффективная масса носителя, e — заряд электрона [4]. В этих случаях спектральные положения минимумов отражения могут быть найдены из простейшего уравнения дисперсии без учета затухания

$$n^2(\omega) = n_0^2 - \frac{\Omega_p^2 n_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2} \quad (1)$$