

Номер линии	ГЛ, Å	$\Delta\nu_{гЛ}$ , см <sup>-1</sup>	Поглощение [°], Å	$\Delta\nu_{л}$ [°], см <sup>-1</sup>	Возможная интерпретация, * см <sup>-1</sup>
	4454	0	4454	0	0—0
1	4403	260	—	—	1102 — 2 × 428
2	4398	306	—	—	1102 — 794
3	4386	348	4384.6	356	358 — 0
4	4371	426	4372.4	412	—
5	4359	489	—	—	1290 — 794
6	4350	536	4348.4	546	548 — 0
7	4340	589	—	—	1402 — 794
8	4330	640	—	—	—
9	4319	701	4317.1	712	358 × 2 — 0
10	4307	766	4303.4	779	—
11	4299	809	—	—	1602 — 794
12	4279	918	4282.1	901	358 + 548 — 0
13	4270	967	—	—	1402 + 358 — 794
14	4253	1061	—	—	1602 — 545
15	4244	1111	4245.7	1102	548 × 2 — 0
16	4219	1250	—	—	1602 — 358
17	4214	1278	4212.4	1288	1290 — 0
18	4190	1414	4192.3	1402	1402 — 0
19	4181	1466	4182.8	1456	358 + 548 × 2 — 0
20	4167	1548	—	—	1602 + 358 — 428
21	4156	1610	4157.2	1603	1602—0

\* Колебательные частоты в основном и возбужденном электронных состояниях взяты из [1] и [2]. Интерпретация переходов на нулевой уровень основного электронного состояния по [8].

#### Литература

- [1] Б. С. Непорент. Опт. и спектр., 32, 252, 1972.
- [2] Э. В. Шуряк. ЖЭТФ, 71, 2039, 1976.
- [3] D. W. Oxtoby, S. A. Rice. J. Chem. Phys., 65, 1676, 1976.
- [4] K. D. Hansel. J. Chem. Phys., 70, 1830, 1979.
- [5] В. Н. Баграташвили, Ю. Г. Вайнер, В. С. Должиков, С. Ф. Кольянов, А. А. Макаров, Л. П. Малявкин, Е. А. Рябов, Э. Г. Силькис, В. Д. Тигов. Письма ЖЭТФ, 30, 502, 1979.
- [6] В. С. Летохов, А. А. Макаров. Усп. физ. наук, 134, 45, 1981.
- [7] П. Саари. В сб.: Сверхбыстрая релаксация и вторичное свечение, Таллин, с. 142, 1979; Т. Б. Тамм, П. М. Саари. Опт. и спектр., 36, 328, 1974.
- [8] Э. В. Шпольский, Р. И. Персонов. Опт. и спектр., 8, 329, 1960.

Поступило в Редакцию 6 мая 1982 г.

УДК 621.373 : 535

### ГЕНЕРАЦИЯ ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КОНЦЕНТРИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ ДВОЙНОГО ФТОРИДА БАРИЯ—ЭРБИЯ

А. М. Ткачук, М. В. Петров, И. Г. Подколзина и Т. С. Семенова

Поиск активных сред с высоким коэффициентом усиления привел к созданию концентрированных кристаллов редкоземельных соединений. Среди концентрированных кристаллов соединений эрбия, генерирующих вынужденное излучение, известно четыре системы:  $\text{LiErF}_4$  (генерационные переходы  ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_j$ ,  $j=9/2, 11/2, 13/2$ ,  $\lambda_{\text{ген}}=1.7322$  [1, 2]; 1.2292 и 0.8537 мкм [2] соответственно),  $\text{Er}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  [3],  $\text{KErWO}_4$  [4] и  $\text{BaEr}_2\text{F}_8$  (переходы  ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_j$ ,  $j=9/2, 11/2, 13/2$  [5] и  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  [6]).

В настоящей работе сообщается о низкотемпературной генерации вынужденного излучения концентрированного кристалла  $\text{BaEr}_2\text{F}_8$  на переходах  ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_j$  ( $j=9/2, 11/2, 13/2$ ).



Кристалл  $\text{BaEr}_2\text{F}_8$  выращен методом Чохральского [7], изоструктурен кристаллу  $\text{BaY}_2\text{F}_8$ , кристаллизуется в моноклинной сингонии (пространственная группа симметрии  $C_{2h}^3 = C_2/m$ ), содержит две молекулы в элементарной ячейке, параметры которой:  $a=6.960$ ;  $b=10.456$ ;  $c=4.250$  Å и  $\beta=99^\circ 40'$  [7].

Генерация вынужденного излучения кристалла  $\text{BaEr}_2\text{F}_8$  исследовалась на установке, аналогичной описанной в [8]. Длины волн генерации, значения пороговой энергии накачки, температура и длительность импульса накачки приведены в таблице по данным [5]. На рис. 1 представлены температурные зависимости пороговой энергии генерации для линий генерации 0.8538, 1.2312 и

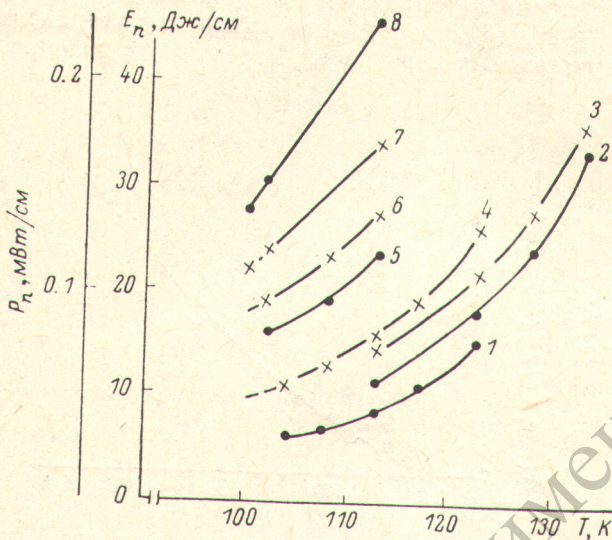


Рис. 1. Температурные зависимости пороговой энергии  $E_n$  (1, 2, 5, 8) и мощности  $P_n$  (3, 4, 6, 7) накачки для разных длин волн генерации.

1-4 —  $\lambda_r=0.8538$ , 7, 8 — 1.2312, 5, 6 — 1.7350 мкм. Параметры разрядной цепи импульсной лампы:  $C=100$  мкФ,  $L=18$  мкГн (1, 3);  $C=200$  мкФ,  $L=18$  мкГн (2, 3, 5, 6);  $C=400$  мкФ,  $L=18$  мкГн (7, 8).

1.7350 мкм. Эти линии соответствуют переходам с нижней штарковской компоненты термина  $^4S_{3/2}$  на компоненты штарковского расщепления термов  $^4I_{13/2}$ ,  $^4I_{11/2}$  и  $^4I_{9/2}$  соответственно. Как видно из рис. 1, при ламповой накачке кристалла  $\text{BaEr}_2\text{F}_8$  пороговая энергия для всех линий сильно зависит от температуры.

Основными причинами, обуславливающими температурный рост пороговой энергии накачки в лазерных системах, являются: температурная зависимость пикового сечения вынужденного излучения линии генерации, температурное заселение конечного уровня генерационного перехода и температурная зависимость времени жизни начального уровня (в случае непрерывной и квазинепрерывной накачки).

Терм  $^4S_{3/2}$  в  $\text{BaEr}_2\text{F}_8$  является начальным для всех наблюдаемых генерационных переходов. Его время жизни при 100 К  $\sim 50$  мкс и с повышением температуры падает до значений  $< 1$  мкс при 300 К. Длительность импульсов накачки в условиях эксперимента составляла 120—150 мкс по полуширине. В таком случае накачку можно считать квазинепрерывной ( $t_{\text{имп}} > \tau_d$ ) и за характери-

Кристалл, размеры	$\lambda$ , мкм	$E_n$ , Дж · см <sup>-1</sup> *	$P_n$ , кВт · см <sup>-1</sup> *	T К	$t_{\text{имп}}$ , мкс
$\text{BaEr}_2\text{F}_8$ Ø 3 × 15 мм [5]	0.8538	6.2	54	104	115
	1.2312	27	108	100	250
	1.7350	15.5	94	102	165

\* Значения пороговой энергии и мощности накачки соответствуют значениям электрической энергии и мощности, подводимой к импульсной лампе, отнесенным к единице длины разрядного промежутка лампы.



стику порогового условия накачки принять пиковую мощность импульса накачки  $P_{\text{п}} = E_{\text{п}}^{\text{пак}} / t_{\text{имп}}$ . На рис. 1 крестиками обозначены температурные зависимости  $P_{\text{п}} = f(T)$ .

В кристалле  $\text{BaEr}_2\text{F}_8$  величина  $\sigma_0$  в интервале температур 100—130 К меняется незначительно. Конечные уровни генерационных переходов расположены в области 6700 ( ${}^4I_{15/2}$ ), 10300 ( ${}^4I_{11/2}$ ) и 1200  $\text{см}^{-1}$  ( ${}^4I_{9/2}$ ) и при 130 К не заселены. Рассмотрим, в какой мере температурная зависимость пороговой мощности накачки обусловлена зависимостью  $\tau_x$  начального уровня от температуры.

В условиях квазинепрерывной накачки  $P_{\text{п}} \sim \tau_x^{-1}$  [9]. В  $\text{BaEr}_2\text{F}_8$  температурная зависимость  $\tau_x$  термина  ${}^4S_{3/2}$  определяется процессами межзонного взаимодействия [10]:  $\tau_x^{-1} = \tau_0^{-1} + W_{\text{вз}}(T)$ , где  $\tau_0^{-1}$  — вероятность внутризонных излучательных и безызлучательных переходов.<sup>1</sup> Вероятность межзонного взаимодей-

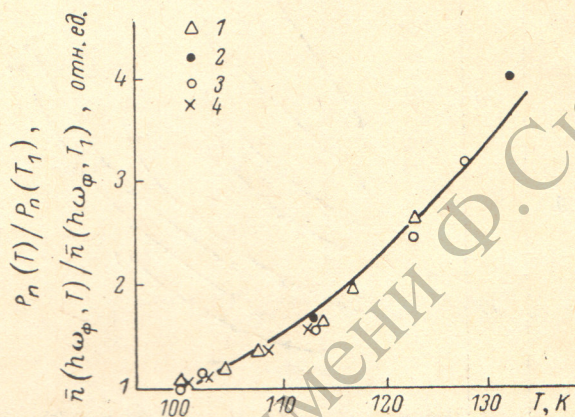
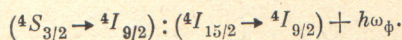


Рис. 2. Температурные зависимости относительной мощности пороговой накачки  $P_n(T)/P_n(T_1)$  для разных длин волн генерации.

1, 2 —  $\lambda_{\text{г}} = 0.8538$ , 3 — 1.2312, 4 — 1.7350 мкм. Сплошная кривая — расчетная температурная зависимость относительной плотности фоновых состояний  $\bar{n}(h\omega_{\text{ф}}, T)/\bar{n}(h\omega_{\text{ф}}, T_1)$  для  $h\omega_{\text{ф}} = 350 \text{ см}^{-1}$ ,  $T_1 = 100 \text{ К}$ .

ствия, в результате которого энергия возбуждения (или ее часть) передается от иона A к иону B, можно представить в виде [11]  $W_{\text{вз}}(T) = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \Psi | \hat{H}_{AB} | \Psi' \rangle|^2 \rho$ , где  $\Psi$  и  $\Psi'$  — волновые функции начального и конечного состояний системы,  $\hat{H}_{AB}$  — оператор возмущения, описывающий кулоновское взаимодействие между ионами A и B,  $\rho$  — плотность состояний.

Рассмотрение возможных процессов межзонного взаимодействия  $\text{Er}^{3+} \leftrightarrow \text{Er}^{3+}$ , приводящих к тушению термина  ${}^4S_{3/2}$  в  $\text{BaEr}_2\text{F}_8$ , показывает, что в данной системе наиболее существенным является процесс безызлучательной передачи энергии по кросс-релаксационному механизму



Этот процесс при 100 К идет с поглощением фонона  $h\omega_{\text{ф}} = 350 \text{ см}^{-1}$ . Вероятность межзонного взаимодействия в этом случае можно представить в виде

$$W_{\text{вз}}(T) = W_{\text{вз}}(0) \bar{n}(h\omega_{\text{ф}}); \quad \bar{n}(h\omega_{\text{ф}}) = [\exp(h\omega_{\text{ф}}/kT) - 1]^{-1},$$

где  $\bar{n}$  — средняя плотность состояний с энергией фонона  $h\omega_{\text{ф}}$ ,  $k$  — постоянная Больцмана,  $W_{\text{вз}}(0)$  — вероятность резонансного взаимодействия, не зависящая от температуры и определяемая конкретным механизмом. Таким образом, в температурную зависимость  $\tau_x$  в данном случае основной вклад вносит величина  $\bar{n}(h\omega_{\text{ф}}, T)$ . На рис. 2 приведена нормированная расчетная кривая  $\bar{n}(h\omega_{\text{ф}}, T)/\bar{n}(h\omega_{\text{ф}}, T_1)$  для  $h\omega_{\text{ф}} = 350 \text{ см}^{-1}$  и  $T_1 = 100 \text{ К}$ , а также экспериментальные точки относительных величин  $P_n(T)/P_n(T_1)$  для длин волн генерации 0.8538, 1.2312, 1.7350 мкм. Как видно из рис. 2 для всех длин волн генерации

<sup>1</sup> Для термина  ${}^4S_{3/2}$  иона эрбия вероятность внутризонных безызлучательных переходов в интервале 100—130 К от температуры не зависит:  $W_{0\text{н}}(130 \text{ К})/W_{0\text{н}}(100 \text{ К}) \approx 1.011$ .



температурная зависимость пороговой мощности накачки хорошо описывается расчетной кривой. Это означает, что указанный выше кросс-релаксационный переход вносит основной вклад в наблюдаемые температурные зависимости пороговых характеристик. Наблюдавшиеся в  $\text{BaEr}_2\text{F}_8$  генерационные переходы «самоограничены», так как  $\tau$  конечных уровней генерационных переходов больше  $\tau_x$  начального уровня, и по этой причине на этих переходах возможно получение только пичкового режима генерации (без введения соактиваторных ионов). Очевидно, что для повышения эффективности накачки кристалла  $\text{BaEr}_2\text{F}_8$  при данной температуре следует использовать импульсы накачки длительностью  $t_{\text{имп}} < \tau_x$ . При 300 К величина  $W_{\text{вз}}(T)$  не превосходит  $\sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ , следовательно, при  $t_{\text{имп}} < 0.1 \text{ мкс}$  генерация вынужденного излучения  $\text{BaEr}_2\text{F}_8$  может быть получена при комнатной температуре.

#### Литература

- [1] А. М. Морозов, И. Г. Подколзина, А. М. Ткачук, В. А. Федоров, П. П. Феофилов. *Опт. и спектр.*, 39, 605, 1975.
- [2] М. В. Петров, А. М. Ткачук, П. П. Феофилов. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 45, 654, 1981.
- [3] А. М. Прокопоров, А. А. Каминский, V. V. Osiko, M. I. Timoshchkin, E. V. Zharikov, T. I. Butaeva, S. E. Sarkisov, A. G. Petrosyan, V. A. Fedorov. *Phys. St. Sol. (a)*, 40, K69, 1977.
- [4] А. А. Каминский, А. А. Павлюк, Т. И. Бутаева, Л. И. Бобович, В. В. Любченко. *Изв. АН СССР, сер. неорг. матер.*, 15, 541, 1979.
- [5] И. А. Иванова, Л. Ф. Корякина, М. А. Петрова, М. В. Петров, И. Г. Подколзина, А. М. Ткачук. *Тез. докл. IV Кироваканского НТС по выращиванию и исследованию кристаллов, Кировакан.*, 1981.
- [6] А. А. Каминский, Б. П. Соболев, С. Э. Саркисов, В. А. Федоров, В. В. Рябченков, Т. В. Уварова. *Изв. АН СССР, сер. неорг. матер.*, 17, 1121, 1981.
- [7] И. А. Иванова, Л. Ф. Корякина, Т. И. Меркулева, М. А. Петрова, И. Г. Подколзина, Т. С. Семенова, П. П. Феофилов, Г. П. Ягмудов. *Тез. докл. I Всесоюзного совещания «Состояние и перспективы развития методов получения искусственных монокристаллов»*, Харьков, 1979.
- [8] А. О. Иванов, И. В. Мочалов, А. М. Ткачук, В. А. Федоров, П. П. Феофилов. *Квант. электрон.*, 2, 186, 1975.
- [9] Р. Пантел, Г. Путхоф. В кн.: *Основы квантовой электроники*. «Мир», 1972.
- [10] А. М. Ткачук. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 46, 232, 1982.
- [11] R. S. Meltzer, H. W. Moos. *Phys. Rev.*, 6, 264, 1972.

Поступило в Редакцию 6 мая 1982 г.