

0.1–0.5 % поверхности занято трещинами) полученные результаты отличались от идеальных не более, чем на 10 %.

Таким образом, представляется возможным использование описанных выше структур в качестве детекторов заряженных частиц.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В. // Атомная энергия. 1959. Т. 6. В. 4. С. 391–402; Лифшиц И.М. Физика реальных кристаллов и неупорядоченных систем. Избранные труды. М.: Наука, 1987. 552 с.
- [2] Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В. // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. В. 2. С. 232–237.
- [3] Буздин А.И., Булаевский Л.Н., Кулич С.В. // УФН. 1984. Т. 144. В. 4. С. 597–642.
- [4] Мотт Н.Ф. Переходы металл-изолятор. М.: Наука, 1979. 344 с.
- [5] Дирнли Дж., Нортроп Д. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. М.: Мир, 1966. 359 с.
- [6] Лейстер Р. В кн.: Труды международного симпозиума по координатным детекторам в физике высоких энергий. Дубна: ОИЯИ, 1988. С. 332.
- [7] Калашников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980. 272 с.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
24 января 1989 г.  
В окончательной редакции  
19 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 16  
07; 12

26 августа 1989 г.

### ТУЛЛИЕВЫЙ ЛАЗЕР

Б.М. Антипенко, В.А. Бученков,  
Т.И. Киселева, Л.И. Крутова,  
А.А. Никитичев, В.А. Письменный

Несмотря на множественность эффектов генерации, полученных на переходах иона  $Tm$ :  ${}^3F_4 - {}^3H_6$  [1],  ${}^3H_4 - {}^3F_4$  [2],  ${}^3H_4 - {}^3H_5$  [3],  $I_{D_2} - {}^3F_4$  [4], эффективной лазерной ситуации до сих пор не было найдено, и в лексике специалистов по твердотельным лазерам отсутствует понятие „туллийевый лазер“.

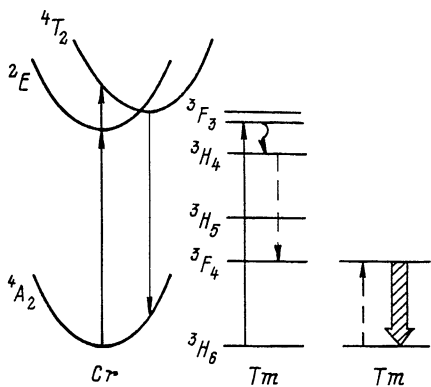


Рис. 1. Спектроскопическая схема выхода энергии к рабочему уровню  ${}^3F_4$  ( $Tm$ ).

Жирными стрелками обозначены процессы оптической накачки, простой – процесс передачи возбуждения, штриховой – процесс кросс-релаксации.

В данной работе мы предлагаем первую функциональную схему  $Tm$ -среды, обеспечивающую возможность получения эффективной генерации в условиях широкополостной ламповой накачки.

Схема (рис. 1) строится на двух процессах безызлучательного переноса энергии, связывающих полосы накачки среды, принадлежащие ионам сенсibilизатора  $Cr$ , с каналом генерации на основном  ${}^3F_4 - {}^3H_6$  - переходе иона  $Tm$ . Акт сенсibilизации  $|Cr({}^2E), Tm({}^3H_6)\rangle - |Cr({}^4A_2), Tm({}^3F_3)\rangle$  и последующая безызлучательная релаксация уровня  ${}^3F_3$  переводят ион  $Tm$  из

Схема (рис. 1) строится на двух процессах безызлучательного переноса энергии, связывающих полосы накачки среды, принадлежащие ионам сенсibilизатора  $Cr$ , с каналом генерации на основном  ${}^3F_4 - {}^3H_6$  - переходе иона  $Tm$ . Акт сенсibilизации  $|Cr({}^2E), Tm({}^3H_6)\rangle - |Cr({}^4A_2), Tm({}^3F_3)\rangle$  и последующая безызлучательная релаксация уровня  ${}^3F_3$  переводят ион  $Tm$  из

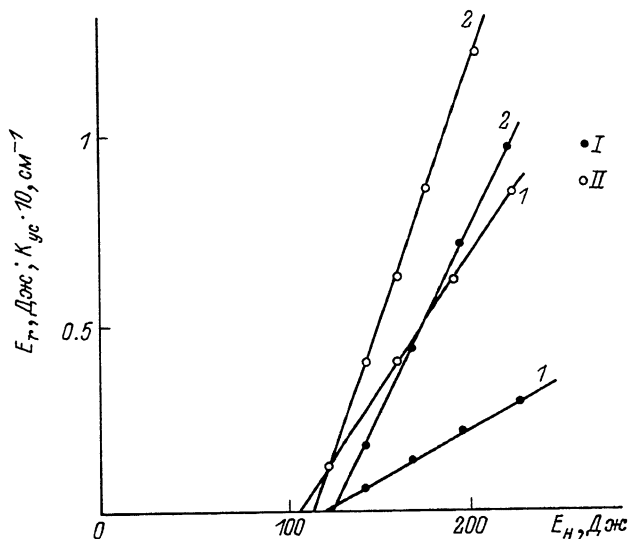


Рис. 2. Зависимости энергии генерации (I) и коэффициента усиления (II) кристаллов  $GSGG$ : (1 -  $Cr - Tm$  (3%)  $\phi$  5x50 мм, 2 -  $YAG : Cr - Tm$  (7%)  $\phi$  5x40 мм) от энергии накачки. Лампа накачки ИНП 5/60, длительность 0.8 мс.

основного состояния в состояние  ${}^3H_4$ . Далее, процессом  $Tm-Tm$ -кроссрелаксации  $|Tm({}^3H_4), Tm({}^3H_6)\rangle - |Tm({}^3F_4), Tm({}^3F_4)\rangle$ , энергия состояния  ${}^3H_4$  разменивается на два возбуждения рабочего уровня  ${}^3F_4$ . Изложенная схема является основой предложенной в [5] рабочей схемы  $Ho$ -среды, детально изученной в [6]. Согласно [6], для эффективного протекания указанных процессов безызлучательного переноса энергии необходимы высокие ( $\geq 6\%$ ) концентрации ионов  $Tm$ . Поэтому, если мы, следуя бытующей установке использовать малые содержания активатора, генерирующего по трехуровневой схеме, пойдем на уменьшение концентрации ионов  $Tm$ , то потеряем все достоинства схемы. В этом, в частности, заключена причина неудачи лазерных экспериментов, проведенных в прошлом [7] со средой  $Y_3Al_5O_{12} : Cr - Tm$  с традиционно низкой концентрацией активатора.

На рис. 2 приведены зависимости энергии генерации и коэффициента усиления кристаллов  $GSGG : Cr - Tm$  (3%) ( $\lambda_r = 1.994$  мкм) и  $YAG : Cr - Tm$  (7%) ( $\lambda_r = 2.014$  мкм) от энергии накачки. Видно, что использование более концентрированных по  $Tm$  кристаллов практически без изменения порога генерации ведет к существенному подъему ее эффективности. Несмотря на значительное превышение длины разрядного промежутка лампы над длиной освещаемой части активного элемента из  $YAG : Cr - Tm$  (7%), реализованные энергетические параметры генерации достаточно высоки. Абсолютный КПД генерации составил 0.5% при дифференциальном КПД 1%. Эти результаты свидетельствуют о реальной возможности создания эффективных туллиевых лазеров на область 2 мкм, важную для медицинских применений.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Johnson L.F., Boyd G.D., Nassau K. // Proc. IRE. 1962. V. 50. N 1. P. 86.
- [2] Антипенко Б.М., Мак А.А., Раба О.Б., Сейранян К.Б., Уварова Т.В. Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 4. С. 889.
- [3] Nobrocck L.M., Deshazer L.G., Krupke W.F., Keig G.A., Witter D.E. In: Digest of techn. papers of VII Internat. OE Conf, Montreal, 1972. P. 15.
- [4] Baer J.E., Knights M.G., McCarthy, Chiclis E.P., Jensen H.P. // IEEE J. Quantum Electronics. 1981. V. QE-17. N 12.

- [5] Антипенко Б.М., Глебов А.С., Киселева Т.И., Письменный В.А. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 11. С. 682.
- [6] Антипенко Б.М., Глебов А.С., Киселева Т.И., Письменный В.А. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. № 2. С. 373.
- [7] Johnson L.F., Geisic J.E., Van Uiter L.G. // Appl. Phys. Lett. V. 7. N 5. P. 127.

Поступило в Редакцию  
4 января 1989 г.  
В окончательной редакции  
5 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 16 26 августа 1989 г.  
05.1

## ПРОЯВЛЕНИЕ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ В ИОДИДЕ СЕРЕБРА

А.В. Бармасов, Л.К. Кудряшова,  
В.А. Резников, А.Л. Картужанский

Характерной особенностью нитевидной кристаллизации, происходящей в кристаллах  $AgI$  при их фотооблучении [1], является рост нитей и нитевидных структур вдоль базисной плоскости кристалла. Образованию нитей в отдельных кристаллах предшествует расслаивание кристаллов вдоль базисной плоскости и деформация слоев (рис. 1). По данным рентгеноструктурного анализа исходные кристаллы представляют собой 2H-политипную модификацию, в то время как из оптических спектров экситонной люминесценции следует, что они могут содержать примесь и кубической модификации [2]. Действительно, в скрещенных поляризаторах наблюдается чередование разноокрашенных слоев вдоль гексагональной оси кристалла, а также затемненные участки, что может говорить об изменении показателя преломления и образовании  $\gamma$ - $AgI$ . Эти данные позволяют предположить, что энергия связи между слоями кристаллической решетки изменяется вдоль гексагональной оси, а причиной светоиндуцированного расслаивания является поляризация решетки на границе между различными структурными модификациями как следствие концентрирования собственных точечных дефектов вдоль границы между слоями.

С другой стороны, поперечный размер нитевидного  $AgI$ , электрическая активность нитей, а также наблюдаемое в ряде случаев сплошное нитевидное структурирование в объеме кристалла (рис. 2) говорят о доменной природе нитевидных структур.