

# Эффективная лазерная генерация на кристалле $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$ , выращенном из паровой фазы

В.И.Козловский, Ю.В.Коростелин, А.И.Ландман, Ю.П.Подмарьков, М.П.Фролов

*Исследованы лазерные характеристики кристалла  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$ , выращенного методом свободного роста на монокристаллическую затравку с использованием физического транспорта в гелии. Легирование проводилось из паровой фазы непосредственно во время роста. Достигнутая концентрация ионов  $\text{Cr}^{2+}$  ( $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) обеспечивает коэффициент поглощения  $4.5 \text{ см}^{-1}$  в максимуме полосы накачки (1.78 мкм). При накачке излучением импульсного  $\text{Co} : \text{MgF}_2$ -лазера с длиной волны 1.67 мкм получен дифференциальный КПД 59 % по поглощенной энергии, что соответствует квантовой эффективности 87 %.*

**Ключевые слова:** твердотельные лазеры,  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$ -лазер, лазерная спектроскопия.

## 1. Введение

Лазеры спектрального диапазона 2–4 мкм на основе широкополосных активных сред представляют большой интерес для обширного круга научных и практических задач. Возможными областями применения таких лазеров являются спектроскопия высокого разрешения, дистанционное зондирование атмосферы, а также высокочувствительные методы спектрального анализа. Например, применительно к задачам внутризонационной лазерной спектроскопии переход в ИК область спектра позволит значительно повысить чувствительность метода за счет использования более сильных линий поглощения регистрируемых сред [1].

В настоящее время указанный диапазон спектра может быть перекрыт с помощью оптических параметрических генераторов, лазеров на центрах окраски, полупроводниковых лазеров,  $\text{Co} : \text{MgF}_2$ -лазера, однако присущие перечисленным лазерным источникам недостатки (такие, как, например, сложность экспериментальной аппаратуры или необходимость использования криогенных температур) стимулируют поиск новых активных сред.

Перспективной альтернативой перечисленным источникам ИК излучения являются кристаллы халькогенидов, легированные ионами переходных металлов [2, 3]. В частности, эффективная генерация в спектральной области 2–3 мкм была продемонстрирована в кристаллах  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnS}$  [2, 3],  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  [3],  $\text{Cr}^{2+} : \text{CdSe}$  [4] и  $\text{Cr}^{2+} : \text{CdMnTe}$  [5, 6]. Эти кристаллы имеют удобную полосу накачки, позволяющую использовать полупроводниковые лазеры, работают при комнатной температуре в импульсном и непрерывном режиме, позволяют реализовать низкие пороги генерации и высокий КПД. Однако для достижения предельных характеристик требуются кристаллы с малыми внутренними потерями, уровень

которых сильно зависит от технологии получения кристаллов.

Большинство лазерных экспериментов было выполнено с кристаллами, которые были изготовлены либо методом Бриджмена, либо диффузионным легированием ионами  $\text{Cr}^{2+}$  подложек, выращенных из паровой фазы химическим или физическим транспортом. Согласно [3], кристаллы  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$ , полученные из паровой фазы методом физического транспорта на затравку, обладают наилучшими оптическими свойствами и имеют наименьшие потери. Однако в этих кристаллах не удалось получить достаточно высокой концентрации ионов  $\text{Cr}^{2+}$  (коэффициент поглощения в максимуме полосы поглощения не превышал  $2 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует концентрации ионов  $\text{Cr}^{2+} \sim 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), и до настоящего времени это единственное известное нам сообщение об использовании таких кристаллов в лазерных экспериментах. Кристаллы с высокой концентрацией  $\text{Cr}^{2+}$  ( $1.8 - 8.3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) были выращены из паровой фазы авторами [7], но лазерные характеристики полученных образцов в этой работе исследованы не были. Кроме того, используемая в [7] методика позволяет выращивать кристаллы только небольшого размера, объемом менее  $1 \text{ см}^3$ , состоящие из разориентированных друг относительно друга отдельных монокристаллических блоков, что существенно ограничивает использование этих кристаллов в практических приложениях.

В настоящей работе изучена возможность получения из паровой фазы крупных, объемом более  $10 \text{ см}^3$ , монокристаллов  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$ , легированных непосредственно в процессе роста до заданных концентраций  $\text{Cr}^{2+}$ , и исследованы их лазерные характеристики.

## 2. Методика выращивания кристаллов $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$

Монокристаллы  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  были выращены из паровой фазы методом свободного роста на монокристаллическую затравку с использованием физического транспорта в гелии. Технология выращивания близка к технологии, разработанной для монокристаллов твердых рас-

В.И.Козловский, Ю.В.Коростелин, А.И.Ландман, Ю.П.Подмарьков, М.П.Фролов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: frolovmp@x4u.lebedev.ru

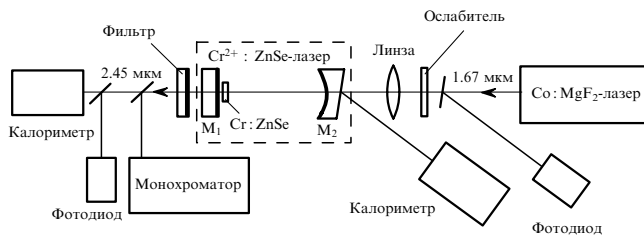


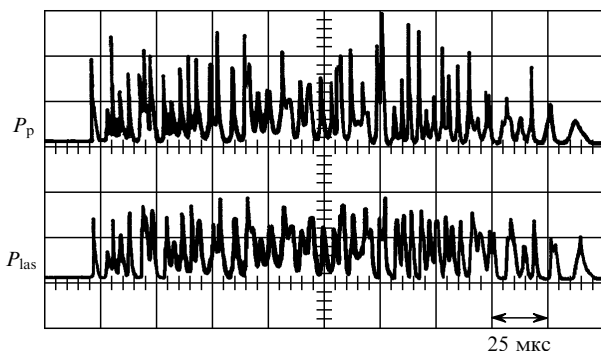
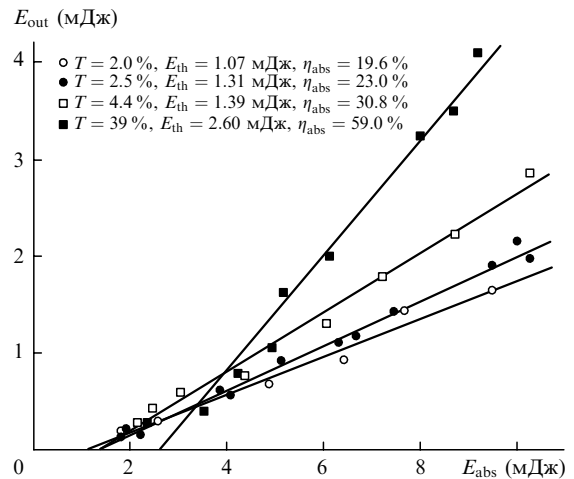
Рис.1. Схема экспериментальной установки.

творов соединений  $\text{A}_2\text{B}_6$ , имеющих значительное (более, чем на порядок величины) различие в парциальных давлениях паров [8]. Рост проводился из отдельных источников, содержащих поликристаллические соединения  $\text{ZnSe}$  и  $\text{CrSe}$ . Концентрация  $\text{Cr}$  регулировалась путем изменения соотношения потоков  $\text{Zn}$  и  $\text{Cr}$ , выпускаемых из источников соответственно с  $\text{ZnSe}$  и  $\text{CrSe}$ , а также температуры роста в диапазоне  $1100 - 1250^\circ\text{C}$ . Были выращены однородные монокристаллы  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  диаметром  $50\text{ мм}$  и высотой  $10\text{ мм}$ , из которых вырезались лазерные элементы.

### 3. Экспериментальная установка

Оптическая схема экспериментальной установки, на которой изучались лазерные характеристики кристалла, представлена на рис.1. Резонатор  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера имел длину  $19.5\text{ см}$  и был образован плоским выходным зеркалом  $\text{M}_1$  и глухим сферическим зеркалом  $\text{M}_2$  с радиусом кривизны  $20\text{ см}$ . Зеркало  $\text{M}_2$  имело коэффициент отражения, близкий к  $100\%$  в области  $2.5\text{ мкм}$ , и пропускало  $75\%$  энергии накачки в области  $1.67\text{ мкм}$ . В экспериментах применялись выходные зеркала с пропусканием  $2\%$ ,  $2.5\%$ ,  $4.4\%$  и  $39\%$  в области  $2.5\text{ мкм}$ . В качестве активного элемента использовался кристалл  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  с концентрацией ионов  $\text{Cr}^{2+}$ , равной  $5 \times 10^{18}\text{ см}^{-3}$ , который был изготовлен в виде плоскопараллельной пластины с поперечными размерами  $10 \times 10\text{ мм}$  и толщиной  $3\text{ мм}$ . Кристалл был установлен вблизи выходного зеркала перпендикулярно оптической оси резонатора.

Источником накачки служил  $\text{Co}:\text{MgF}_2$ -лазер, работающий на длине волны  $1.67\text{ мкм}$ . Использовалась продольная схема накачки. Возбуждающее излучение фокусировалось линзой, проходило через зеркало  $\text{M}_2$  и попадало на кристалл  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ . Площадь пятна накачки на кристалле составляла  $0.3\text{ см}^2$ . Энергия импульса накачки измерялась с помощью калориметра ВЧД-2, форма им-


 Рис.2. Оциллограммы импульсов накачки ( $P_p$ ) и генерации  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера ( $P_{\text{las}}$ ).

 Рис.3. Зависимости выходной энергии  $E_{\text{out}}$  лазера на  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  от поглощенной энергии накачки  $E_{\text{abs}}$ , полученные с помощью выходных зеркал с различными коэффициентами пропускания.

пульса регистрировалась фотодиодом ФД-10. Лазер на  $\text{Co}:\text{MgF}_2$  генерировал импульсы с энергией до  $30\text{ мДж}$  и длительностью  $250\text{ мкс}$ . Импульс накачки состоял из нерегулярных пичков (верхняя осциллограмма на рис.2). Энергия накачки регулировалась с помощью ослабителя, в качестве которого использовались стеклянные светофильтры. Поглощение энергии накачки кристаллом  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  в условиях генерации составляло  $60\%$ .

На выходе  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера был установлен фильтр, отсекавший прошедшее через кристалл излучение накачки и пропускавший  $73\%$  излучения лазера. Энергия импульса генерации измерялась калориметром ВЧД-2, форма импульса регистрировалась фотодиодом PD-36. Длина волны генерации определялась с помощью дифракционного монохроматора.

### 4. Результаты измерений

Импульс генерации  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера состоял из пичков, задержанных относительно пичков импульса накачки (нижняя осциллограмма на рис.2), что характерно для твердотельных лазеров с большим временем жизни верхнего лазерного уровня. Время задержки составляло  $1 - 2\text{ мкс}$ . Ширина спектра лазерной генерации была около  $50\text{ нм}$  с центром вблизи  $2.45\text{ мкм}$ .

На рис.3 представлены зависимости выходной энергии  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера от поглощенной энергии накачки для выходных зеркал с пропусканием  $T = 2\%$ ,  $2.5\%$ ,  $4.4\%$  и  $39\%$ . Максимальное значение дифференциального КПД по поглощенной энергии составило  $\eta_{\text{abs}} = 59\%$  (оно было получено при  $T = 39\%$ ), что соответствует квантовой эффективности, определяемой с учетом отношения энергий квантов накачки и генерации,  $\eta_q = 87\%$ . Полученные нами значения сравнимы с лучшими результатами других работ:  $\eta_{\text{abs}} = 63\%$ ,  $\eta_q = 78\%$  [9] и  $\eta_{\text{abs}} = 73\%$ ,  $\eta_q = 90\%$  [10].

Найденные из представленных на рис.3 данных значения дифференциального КПД и пороговых энергий  $E_{\text{th}}$  позволили провести оценки внутрирезонаторных потерь. На рис.4 показана зависимость  $1/\eta_{\text{abs}}$  от обратного пропускания  $1/T$ . Согласно [11] зависимость

$$\frac{1}{\eta_{\text{abs}}} = \frac{1}{\eta'_0} + \frac{L}{\eta'_0 T}$$

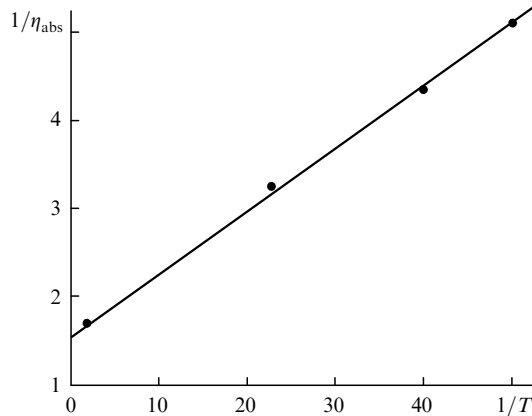


Рис.4. Зависимость обратного КПД  $1/\eta_{\text{abs}}$  от обратного пропускания выходного зеркала  $1/T$ .

позволяет найти предельный КПД  $\eta'_0 = \eta_0(1 - \sigma_{\text{ESA}}/\sigma)$  (здесь  $\eta_0$  – дифференциальный КПД, определяемый отношением энергии кванта генерации к энергии кванта накачки,  $\sigma_{\text{ESA}}$  – сечение поглощения с верхнего лазерного уровня,  $\sigma$  – сечение лазерного перехода) и внутрирезонаторные пассивные потери  $L$ . Полученное из рис.4 значение  $\eta'_0 = 65\%$  близко к максимально возможному значению дифференциального КПД ( $\eta_0 = 68\%$ ) и свидетельствует об отсутствии заметного поглощения с возбужденного уровня. Величина  $L = 4.4\%$  определяет пассивные потери за полный обход резонатора, включая рассеяние на гранях кристалла и на зеркалах, дифракционные потери и собственно поглощение внутри кристалла. Следует отметить, что, по-видимому, существенный вклад в потери может вносить клиновидность лазерного кристалла, которая составляла  $5'$ . Если предположить, что все потери определяются только внутренними потерями в кристалле, то верхняя оценка коэффициента поглощения на длине волны генерации дает величину  $0.07 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует лучшим результатам [9].

В соответствии с [12] анализ значений пороговых энергий накачки в зависимости от коэффициента отражения зеркал также позволяет определить внутренние потери в резонаторе лазера, которые составили в этом случае  $L = 5.3\%$ . Полученные значения внутрирезонаторных потерь близки к значениям для лучших лазерных кристаллов  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ .

Итак, в настоящей работе эффективная генерация  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера была получена на кристаллах, выращенных из паровой фазы с одновременным легированием в ростовом процессе. Достигнута квантовая эффективность  $87\%$ , что близко к теоретическому пределу.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ИНТАС (грант 99-00794).

1. Подмарьков Ю.П., Распопов Н.А., Савченко А.Н., Фролов М.П. *Квантовая электроника*, **28** (2), 186 (1999).
2. DeLoach L.D., Page R.H., Wilke G.D., Payne S.A., Krupke W.F. *IEEE J. Quantum. Electron.*, **32**, 885 (1996).
3. Page R.H., Schaffers K.I., DeLoach L.D., Wilke G.D., Patel F.D., Tassano J.B., Payne S.A., Krupke W.F., Chen K.-T., Burger A. *IEEE J. Quantum. Electron.*, **33**, 609 (1997).
4. McKay J., Schepler K., Catella G.C. *Opt. Lett.*, **24**, 1575 (1999).
5. Hommerich U., Wu X., Davis V.R., Trivedi S.B., Grasza K., Chen R.J., Kutcher S. *Opt. Lett.*, **22**, 1180 (1997).
6. Seo J.T., Hommerich U., Trivedi S.B., Grasza K., Chen R.J., Kutcher S. *Opt. Commun.*, **153**, 267 (1998).
7. Su C.-H., Feth S., Voltz M.P., Matyi R., George M.A., Chattopadhyay K., Burger A., Lehoczy S.L. *J. Crystal Growth*, **207**, 35 (1999).
8. Korostelin Yu.V., Kozlovsky V.I., Nasibov A.S., Shapkin P.V. *J. Crystal Growth*, **159**, 181 (1996).
9. Wagner G.J., Carrig T.J., Page R.H., Schaffers K.I., Ndad J., Ma X., Burger A. *Opt. Lett.*, **24**, 19 (1999).
10. Podlipensky A.V., Shcherbitsky V.G., Kuleshov N.V., Levchenko V.I., Yakimovich V.N., Mond M., Heumann E., Huber G., Kretschmann H., Kuck S. *Appl. Phys. B*, **72**, 253 (2001).
11. Caird J.A., Pane S.A., Staver P.R., Ramponi A.J., Chase L.L., Krupke W.F. *IEEE J. Quantum. Electron.*, **24**, 1077 (1988).
12. Findlay D., Clay R.A. *Phys. Lett.*, **20**, 277 (1966).