

Труды XXVII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ  
«КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА И ЛАЗЕРНАЯ ОПТИКА»**

Председатель – А.В. Маругин, секретарь – К.Э. Сумачев.  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

## Ho:YAG ЛАЗЕР С НАКАЧКОЙ ВОЛОКОННЫМ ТУЛИЕВЫМ ЛАЗЕРОМ

С.В. Курашкин, О.В. Мартынова

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

### *Введение*

Тулиевые волоконные лазеры могут быть использованы в качестве источника накачки для возбуждения активных кристаллов, легированных ионами гольмия, таких как Ho:YAG, Ho:YLF и др. Данные системы обладают высокой непрерывной выходной мощностью излучения, сконцентрированной в узкой спектральной полосе излучения, и параметром качества близким к дифракционно-ограниченному пучку. Длина волны излучения тулиевого лазера, около  $\sim 1.9$  мкм, соответствует переходу для ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в кристалле Ho:YAG из основного состояния  $^3I_8$  ( $0-535 \text{ см}^{-1}$ ) на уровень энергии  $^5I_7$  ( $5230-5455 \text{ см}^{-1}$ ) [1]. Генерация Ho:YAG лазера в данном случае будет осуществляться с нижних штарковских подуровней верхнего лазерного уровня  $^5I_7$  на верхние штарковские подуровни основного состояния.

В свою очередь, Ho:YAG лазер с активной модуляцией добротности, благодаря большому времени жизни верхнего лазерного уровня и отличным тепломеханическим свойствам алюмо-иттриевого граната, может служить эффективным источником накачки параметрических генераторов света, преобразующих излучение в средней и дальней ИК-диапазоны, освоение которых в настоящий момент является актуальной задачей.

Данная работа посвящена созданию высокоэффективного Ho:YAG лазера с акустооптическим модулятором добротности и накачкой волоконным тулиевым лазером для применения в задачах нелинейной оптики ИК-диапазона.

### *Оптическая схема Ho:YAG лазера*

В качестве источника накачки использовался непрерывный тулиевый волоконный лазер, генерирующий излучение на длине волны 1908 нм с максимальной выходной мощностью 55 Вт. Высокое качество коллимированного выходного пучка ( $M^2=1.1 - 1.2$ ) позволяло с помощью одной плоско-выпуклой линзы формировать требуемый для накачки кристалла гольмия диаметр пятна – 600 мкм. Сам активный элемент представлял из себя кристалл алюмо-иттриевого граната в виде стержня  $\text{Ø}5 \times 30$  мм, легированного ионами  $\text{Ho}^{3+}$  на уровне 0,5 ат.%. Оптический резонатор Ho:YAG лазера был построен по классической Г-образной схеме (рис. 1) и состоял из трех зеркал: плоского глухого зеркала M1, плоского дихроичного зеркала M2 и выходного сферического полупрозрачного зеркала M3.

Для модуляции добротности резонатора и работы лазера в импульсно-периодическом режиме в выходное плечо резонатора помещался акустооптический модулятор из кристаллического кварца длиной 50 мм. Эталон Фабри-Перо, установленный вблизи выходного зеркала, обеспечивал генерацию Ho:YAG лазера на одной спектральной линии с длиной волны 2088 нм и FWHM около 1 нм. Вся конструкция резонатора была смонтирована на толстом прямоугольном алюминиевом основании размером  $11 \times 15$  см, находящемся в тепловом контакте с радиаторами водяного охлаждения.

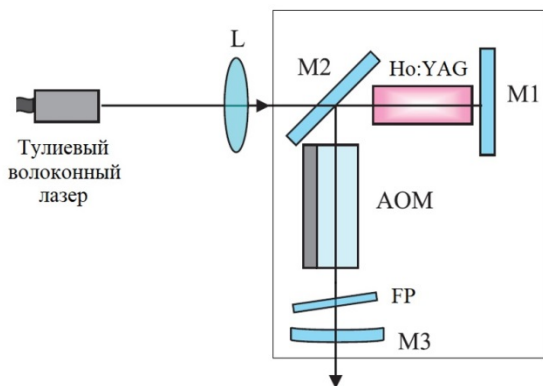


Рис. 1

### Экспериментальные результаты и обсуждение

Выходные генерационные характеристики Ho:YAG лазера при различных частотах следования импульсов представлены на рис. 2.

Максимальная средняя мощность генерации достигалась на частотах следования импульсов от 8 до 25 кГц, при этом на частотах ниже 8 кГц при высоких значениях падающей мощности накачки происходило насыщение средней мощности генерации. Возможной причиной такого поведения, являлось уменьшение длительности импульсов генерации, вследствие увеличения скорости нарастания и сброса инверсии в активной среде, приводящее к росту пиковой мощности импульса, и, как следствие, к возрастанию тепловых нагрузок в активном элементе. Подтверждению этому служит измеренная зависимость длительности отдельных импульсов генерации от частоты следования (рис. 3).

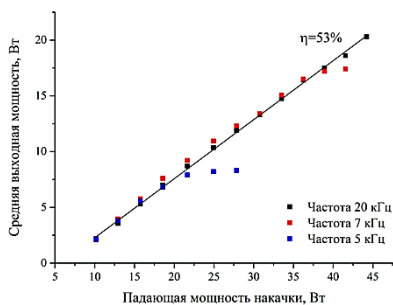


Рис. 2

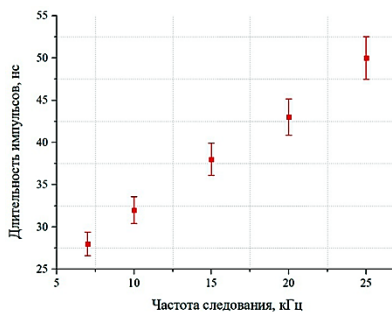


Рис. 3

С целью определения режима работы гольмиевого лазера, который будет оптимален для нелинейно-оптических приложений, то есть режима с наибольшими значениями энергии и мощности в импульсе, были измерены соответствующие характеристики импульсов в зависимости от мощности накачки и частоты следования (рис. 4).

Из рис. 4 видно, что наибольшая энергия и мощность в импульсе генерации достигается при частоте работы акустооптического модулятора от 7 до 10 кГц.

В результате работы был создан импульсно-периодический Ho:YAG лазер на длине волны 2088 нм с накачкой волоконным тулиевым лазером. Дифференциальная эффективность преобразования непрерывной мощности накачки в среднюю мощность лазерной генерации в диапазоне частот от 7 до 25 кГц составила около 53%. Максимальные значения энергии и мощности в импульсе генерации составили 2.5 мДж и 85 кВт, соответственно.

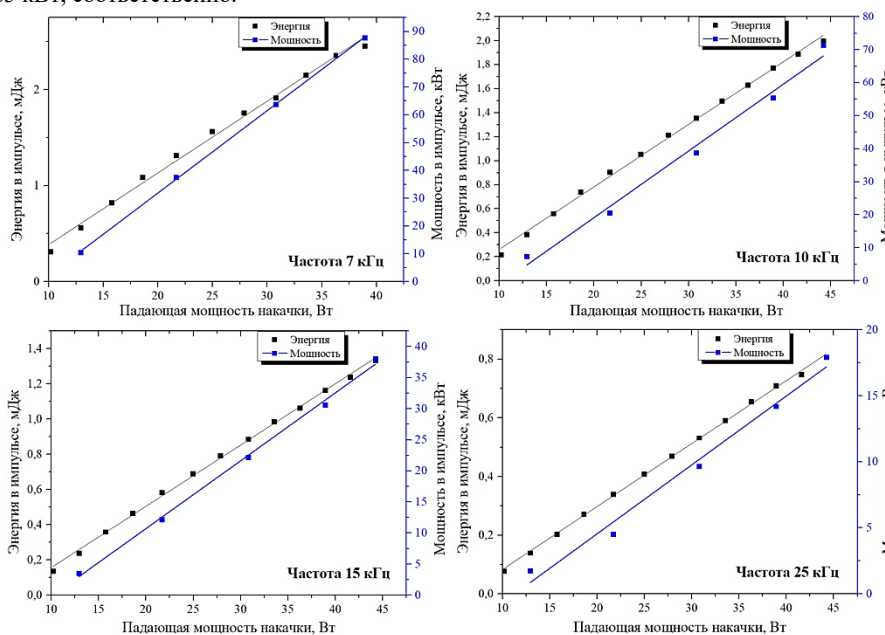


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2021-012) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

[1] Kaminskii A. A. Crystalline Lasers: Physical Processes and Operating Schemes – Boca Raton: CRC Press, 1996, 592 p.

## ОПТИЧЕСКИЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР НА КРИСТАЛЛЕ ZGP

О.В. Мартынова, Р. Шахин, С.В. Курашкин, А.П. Савикин, В.В. Шарков

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

На сегодняшний день оптические элементы из монокристаллов соединения дифосфида цинка-германия ( $ZnGeP_2$ , ZGP) получили широкое распространение в беспороговых схемах генерации когерентного излучения (получение гармоник, суммарных и разностных частот), а также в системах параметрической генерации оптического излучения [1, 2]. Обладая высокой нелинейностью и окном прозрачности в диапазоне 2 – 11 мкм, кристалл ZGP может быть использован для генерации мощного когерентного излучения среднего ИК диапазона. В частности, при подаче на кристалл излучения с длиной волны  $\sim 2$  мкм можно получить перестраиваемое по длинам волн выходное излучение в широком спектральном интервале от 3 до 7 мкм.

Целью данной работы стало создание параметрического генератора среднего ИК-диапазона на основе кристалла ZGP, преобразующего излучение твердотельного Ho:YAG лазера с длиной волны 2,09 мкм.

Схема реализованной экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Для получения параметрической генерации кристалл ZGP в форме прямоугольного параллелепипеда  $5 \times 6 \times 20$  мм был помещен в плоско-параллельный оптический резонатор длиной 28 мм, образованный двумя дихроичными зеркалами. Глухое зеркало резонатора обладало высоким пропусканием на длине волны 2,1 мкм и высоким коэффициентом отражения ( $>99.5\%$ ) для излучения в диапазоне 3 – 4 мкм. Выходное зеркало также обладало высоким пропусканием на длине волны накачки и отражало порядка 50% излучения в диапазоне 3 – 4 мкм. Оптическая ось кристалла ZGP составляла угол  $54.5^\circ$  с оптической осью резонатора. В качестве источника накачки (опорной волны) использовался твердотельный Ho:YAG лазер с длиной волны генерации 2,09 мкм, работающий в режиме активной модуляции добротности. Длительность импульсов накачки составляла порядка 40 – 50 нс, а период следования варьировался в диапазоне 5 – 30 кГц. Излучение Ho:YAG лазера подавалось на кристалл ZGP вдоль оптической оси резонатора с помощью линзы с фокусным расстоянием 120 мм. Радиус перетяжки пучка накачки на кристалле ZGP составлял около 400 мкм.

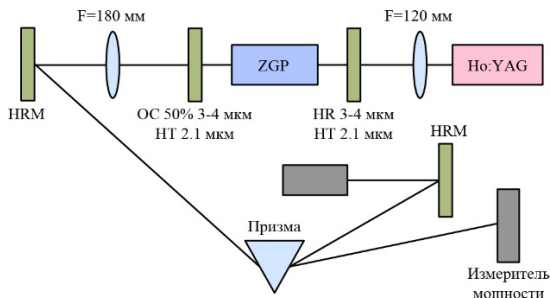


Рис. 1

Для пространственной фильтрации сигнальной волны от излучения накачки пучок излучения на выходе из резонатора коллимировался при помощи линзы с фокусным расстоянием 180 мм, а затем подавался на дисперсионную призму из  $\text{CaF}_2$ . Выделенное таким образом излучение сигнальной волны подавалось на измеритель мощности, пироэлектрическую камеру или на вход монохроматора.

На первом этапе работы были измерены зависимости выходной мощности сигнальной волны от мощности накачки при разных частотах работы акустооптического модулятора Но:YAG лазера. Наибольшая эффективность преобразования была достигнута при частоте следования импульсов 7 кГц, однако максимальная энергия параметрической генерации была ограничена вследствие насыщения энергии накачки (рис. 2).

С помощью автоматизированной системы на базе монохроматора МДР-41 и фотодетектора Thorlabs PDA20H был измерен спектр генерации для сигнальной волны с максимумом в области 3.9 мкм (рис. 3). Измеренный спектр параметрической генерации хорошо согласуется с предварительными оценками для параметрической генерации при синхронизме ое-типа для данной ориентации оптической оси в кристалле ZGP и выбранной длины волны накачки.

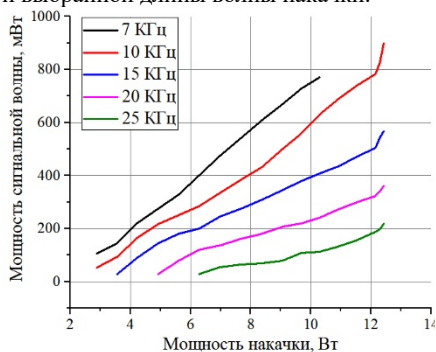


Рис. 2

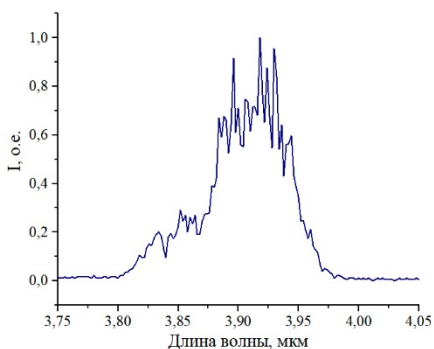


Рис. 3

На следующем этапе работы были измерены зависимости мощности параметрической генерации от мощности накачки при различных длинах резонатора (рис. 4 – 5). Для этой цели изменялось положение выходного зеркала. Кроме того, фиксировались спектры генерации и поперечное распределение пучка сигнальной волны. Увеличение длины резонатора, с одной стороны, приводило к увеличению порога параметрической генерации, с другой стороны, приводило к уменьшению расходимости и улучшению качества поперечного распределения излучения сигнальной волны. Следует отметить, что при изменении длины резонатора в диапазоне 28 – 68 мм, эффективность преобразования практически не изменялась. Максимальная мощность параметрической генерации в диапазоне 3.82 – 3.97 мкм составила около 920 мВт при частоте 10 кГц.

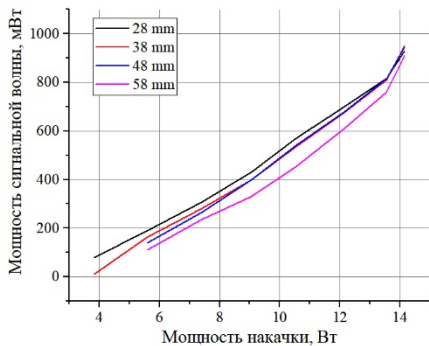


Рис.4

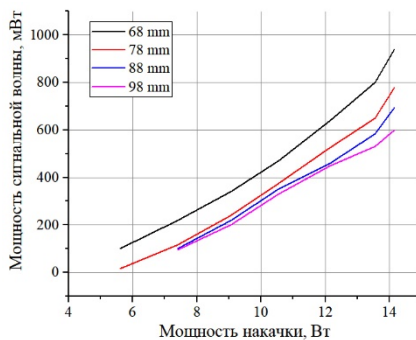


Рис. 5

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2021-012) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Boyd R.W. Nonlinear optics – Cambridge: Academic Press, 2003, 640 p.
- [2] Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. Handbook of nonlinear Optical Crystals – Berlin: Springer-Verlag, 1995, 430 p.

## ВЛИЯНИЕ ФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГВГ В ПОЛИКРИСТАЛЛЕ ZnSe

Р. Шахин, Д.А. Нуждин, А.П. Савикин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

### **Введение**

Благодаря нелинейным оптическим явлениям значительно расширились возможности лазерной техники: появились способы преобразования частоты излучения (генерация гармоник, суммарной и разностной частот), появились перестраиваемые в широком диапазоне длин волн источники. Однако, многие нелинейные эффекты являются нежелательными ввиду накладываемых ими ограничений на эффективность лазерных систем. Таким образом, если мы имеем целью получение лазерной генерации, нам следует работать над уменьшением влияния нелинейно-оптических эффектов, в то время как для их исследования необходимо, наоборот, повысить их эффективность.

В настоящее время исследователями ведутся активные работы по созданию компактных высокоэффективных лазерных источников 2 – 3 мкм. Поэтому обозначенная тема представляется весьма актуальной.

Полупроводниковые соединения  $A_{II}B_{VI}$ , такие как ZnSe(S), CdSe(S), совмещают в себе высокую квадратичную нелинейность и прозрачность в инфракрасном (ИК) диапазоне. Поэтому в последнее время на исследование этих материалов и создание на их основе оптических параметрических генераторов направлено много усилий.

Поликристаллический ZnSe изготавливают методом химического осаждения из газовой фазы (CVD-метод). Таким способом может быть синтезирован поликристалл с низким содержанием примесей и дефектов со средним размером кристаллитов от 10 до 300 мкм. Вследствие пространственной разупорядоченности кристаллитов в поликристаллах ZnSe отсутствует центр симметрии и не осуществляется фазовый синхронизм. Важным параметром при рассмотрении нелинейных свойств поликристаллических сред выступает средний размер зерна (кристаллита), поскольку от соотношения между ним и длиной когерентности зависит интенсивность второй гармоники, а значит и эффективность преобразования.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию влияния фокусировки излучения на эффективность генерации второй гармоники (ГВГ) в поликристалле селенида цинка.

### **Теория ГВГ Бойда-Клеймана**

Теория ГВГ при фокусировке гауссова лазерного пучка была предложена Бойдом и Клейманом в работе [1]. Пространственная форма кругового гауссова пучка, сфокусированного в нелинейный кристалл длиной  $l$  (рис. 1), описывается следующими величинами и соотношениями:  $\varphi$  – половина угла расходимости пучка;  $\rho_0$  – радиус перетяжки;  $\rho(0)$  – радиус пучка на входе в кристалл ( $z = 0$ );  $z_0$  – расстояние от перетяжки до входной грани кристалла;  $\varphi = 2/k\rho_0$ , где  $k$  – постоянная распространения волны в среде. Величина  $b = k\rho_0^2 = 2\rho_0/\varphi$  – *конфокальный параметр*, или длина перетяжки (длина прямоугольника, обозначенного штриховой линией);  $\xi = l/b = \varphi l/2\rho_0$  – *параметр фокусировки*. Параметр  $\mu = (l - 2z_0)/l$  определяет относительное положение



фокуса  $\Phi$  внутри кристалла. Метод Бойда-Клейнмана – это квазигеометрический метод нахождения амплитуды и мощности второй гармоники, позволяющий получить результат, хорошо согласующийся со строгой теорией.

Кратко алгоритм вычисления можно сформулировать следующим образом: 1) объем кристалла, занимаемый волной квадратичной поляризации, разбивается на элементарные слои  $\Delta Z$ ; 2) вычисляется вклад в искомую амплитуду второй гармоники со стороны отдельного слоя; 3) суммируются вклады от разных слоев интегрированием по длине нелинейного кристалла. Ниже представлены основные соотношения теории Бойда-Клейнмана, позволяющие вычислить эффективность ГВГ  $\eta$  (в системе ГГС). Важно отметить, что фокусировка в центр кристалла ( $\mu = 0$ ) считается оптимальной для преобразования [3].

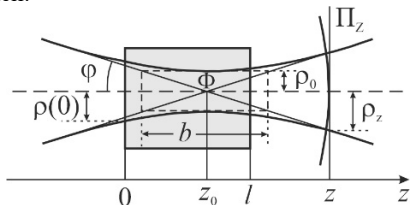


Рис. 1

$$\eta \equiv \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = KP_\omega l k_\omega h(v, \alpha, \xi, \mu = 0), \quad (1)$$

$$h(v, \alpha, \xi, \mu = 0) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\xi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-4s^2} \left| \int_{-\xi}^{\xi} \frac{e^{i(v+4\alpha s)T}}{1+iT} dT \right|^2 ds, \quad (2)$$

$$v = \frac{b\Delta k}{2}, \quad (3)$$

$$\Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega}, \quad (4)$$

$$\alpha = \beta/\varphi, \quad (5)$$

$$K = \frac{128\pi^2\omega^2 d_{eff}^2}{c^3 n_\omega^2 n_{2\omega}}, \quad (6)$$

где  $\beta$  – угол анизотропии,  $d_{eff}$  – эффективная нелинейная восприимчивость.

### Эффективность ГВГ в поликристалле ZnSe

Применительно к нашему случаю поликристаллического материала, эффективность преобразования можно представить в виде [2]

$$\eta = N_{eff} \eta_{coh}, \quad (7)$$

где  $\eta_{coh}$  – эффективность ГВГ в отдельном элементе поликристалла когерентной длины  $l_{coh} = \pi/\Delta k$ ; эффективное число зерен, участвующих в ГВГ

$$N_{eff} = \frac{Nd_{eff}^2}{d^2\sqrt{2\pi}\sigma^2} \int_0^\infty \sin^2\left(\frac{\Delta k X}{2}\right) e^{-\frac{(X-X^*)^2}{2\sigma^2}} dX, \quad (8)$$

где  $N = l/X^*$  – среднее число зерен,  $X^*$  – средний размер зерна,  $\sigma = 0.1X^*$ . Выражение (8) получено в работе [2] в предположении, что кристаллиты в поликристалле распределены по гауссову закону.

**Результаты и обсуждение**

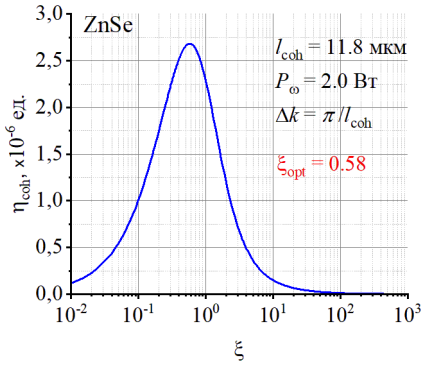


Рис. 2

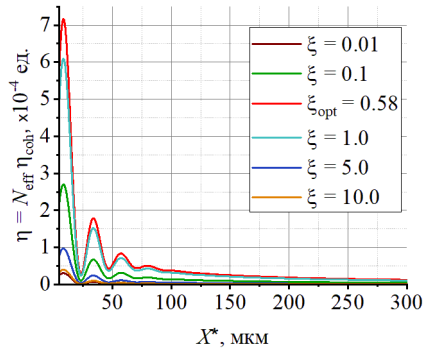


Рис. 3

На рис. 2 и 3 представлены результаты вычисления эффективности ГВГ в поликристалле ZnSe при различной фокусировке лазерного излучения. Как видно из приведенных теоретических зависимостей, наибольшая эффективность преобразования достигается при значении параметра фокусировки  $\xi_{opt}^{theor} \approx 0.6$ . При этом ГВГ осуществляется наиболее эффективно в поликристалле со средним размером зерна вблизи когерентной длины  $X_{opt}^* \approx l_{coh} \approx 11.8$  мкм.

На следующем этапе работы в программном пакете Zemax было выполнено моделирование системы фокусировки излучения в поликристалл ZnSe длиной  $l = 35$  мм (рис. 4). Результаты моделирования приведены в таблице.

$\xi = l/b$	0.1	0.2	0.6	0.8	1.0	1.5
$b, \text{мм}$	350	175	58	44	35	23
$d_{lens}, \text{мм}$	155	150	147	145	143	140
$\rho_0, \text{мм}$	0.297	0.210	0.121	0.105	0.094	0.076

Для различных значений параметра фокусировки  $\xi$  было рассчитано расстояние  $d_{lens}$  между линзами,

обеспечивающее требуемую длину перетяжки  $b$ .



Рис. 4

На рис. 5 показаны результаты теоретического и экспериментального исследования влияния фокусировки излучения на ГВГ в поликристалле ZnSe.

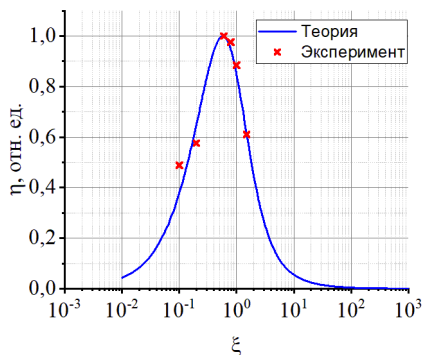


Рис. 5

видно из графика, наибольшая эффективность ГВГ в эксперименте достигалась при значении параметра фокусировки  $\xi_{opt}^{exp} \approx 0,6$ , что согласуется с теоретическим значением  $\xi_{opt}^{theor} \approx 0,6$ . В целом, наблюдается хорошее соответствие между экспериментом и теорией.

### Заключение

Таким образом, проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния фокусировки лазерного излучения на эффективность ГВГ в поликристалле селенида цинка длиной 35 мм со средним размером кристаллитов 35 мкм. В результате в соответствии с теорией Бойда-Клейнмана была найдена оптимальная фокусировка  $\xi_{opt} \approx 0,6$ , что впоследствии подтвердилось в ходе эксперимента.

- [1] Boyd J.D., Kleinman D.A. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39, No. 8. P. 3597.
- [2] Shahin R., Savikin A.P., Martynova O.V., Kurashkin S.V., Savin D.V. // Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials. 2023, doi: 10.1142/S0218863523500509.
- [3] Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. С. 122.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФТОРИДНОГО СТЕКЛА ZBLAN:Er<sup>3+</sup>/Ho<sup>3+</sup>

В.А. Еголин, С.В. Курашкин, А.П. Савикин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

### *Введение*

Вследствие расширения использования ИК-лазеров в медицине и экологии возникла необходимость визуализации излучения ближнего и среднего ИК-диапазонов. Один из возможных эффективных вариантов визуализатора основан на явлении антистоксовой люминесценции ионов редкоземельных элементов (РЗЭ) в аморфных или кристаллических матрицах [1]. Ион Ho<sup>3+</sup>, имеющий полосу поглощения из основного состояния в диапазоне 1850-2100 нм, лучше всего подходит для использования в качестве активного центра, восприимчивого к двухмикронному излучению. Присутствие в материале ионов Er<sup>3+</sup> позволяет регистрировать излучение в области 1 мкм.

Интенсивность антистоксовой люминесценции в значительной степени зависит от выбора матрицы, в которую внедрён ион. Обычно используются соединения с меньшей вероятностью безызлучательной многофононной релаксации. К таким средам относится фторидное стекло ZBLAN с энергией фононов  $h\nu_{\text{фон}} \approx 575 \text{ см}^{-1}$ .

Первоначально целью работы являлось экспериментальное исследование люминесцентных свойств стекла ZBLAN:Er<sup>3+</sup>/Ho<sup>3+</sup>, в частности, обнаружение красной и зелёной люминесценции ионов Er<sup>3+</sup> и Ho<sup>3+</sup> при лазерном возбуждении на длине волны 1,94 мкм. Однако во время эксперимента при определённых условиях образцы светились белым цветом, что нехарактерно для данных материалов. Полученный результат не являлся следствием смешения нескольких спектральных цветов, это была именно широкополосная люминесценция. Её исследованию и посвящена данная работа.

### *Экспериментальная часть*

Приготовлена серия образцов фторидного стекла состава ZBLAN:1%Er<sup>3+</sup>+X%Ho<sup>3+</sup> (X = 0,1; 0,25; 0,5; 1 мол. %). Они представляли собой полированные пластины размером 40×10×3 мм<sup>3</sup>. В качестве источника возбуждения использовался Tm<sup>3+</sup>:YAP лазер, работавший в импульсно-периодическом режиме (длина волны излучения 1,94 мкм, длительность импульсов порядка 200 нс). Частота следования импульсов изменялась в диапазоне от 300 Гц до 3 кГц, средняя мощность излучения на протяжении всего эксперимента была порядка 0,9 Вт. Из изготовленной серии образцов при таких условиях возбуждения наибольшей интенсивностью люминесценции обладало стекло состава ZBLAN:1%Er<sup>3+</sup>+0,25%Ho<sup>3+</sup>. Для него при помощи компактного спектрометра CCS175/M были получены спектры люминесценции в диапазоне 500-1100 нм (рис. 1).

### *Результаты и обсуждение*

При небольших значениях пиковой мощности лазерного излучения возникала только антистоксовая люминесценция (рис. 1а), стекло при этом слабо светилось красным цветом. Полоса в диапазоне 640-680 нм, соответствовала переходам <sup>4</sup>F<sub>9/2</sub>→<sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> ионов Er<sup>3+</sup> и <sup>5</sup>F<sub>5</sub>→<sup>5</sup>I<sub>8</sub> ионов Ho<sup>3+</sup>. Линия в области длины волны 975 нм соответствовала переходу <sup>4</sup>I<sub>11/2</sub>→<sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> ионов Er<sup>3+</sup>.

При увеличении пиковой мощности до значений порядка 4,5 кВт в спектре начинала появляться широкополосная люминесценция (рис. 1б). Цвет свечения стекла оставался красным.

При дальнейшем увеличении пиковой мощности интенсивность широкополосной люминесценции образца только возрастала (рис. 1в). Она простиралась от 300 до 900 нм, охватывая всю видимую часть спектра, и от 960 нм в более длинноволновую область. На эксперименте это проявлялось в том, что стекло начинало светиться белым цветом. Постепенно спектр широкополосной люминесценции полностью перекрывал спектр антистоксовой люминесценции (рис. 1г).

Описанный выше эффект наблюдался во всей серии образцов фторидного стекла состава  $ZBLAN:1\%Er^{3+}+X\%Ho^{3+}$  ( $X = 0,1; 0,25; 0,5; 1$  мол.%). Различие между ними заключалось лишь в значениях пиковой мощности лазерного излучения, при которых возникала широкополосная люминесценция и появлялось белое свечение. Эксперименты, проведённые с другими стёклами ZBLAN, легированными ионами  $Er^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$ ,  $Er^{3+}/Yb^{3+}$ ,  $Ho^{3+}/Yb^{3+}$ ,  $Er^{3+}/Ho^{3+}/Yb^{3+}$ , подобного результата не дали. Образцы, как и ожидалось, либо светились красным или зелёным цветом, либо не светились вообще.

Стоит отметить, что подобный эффект наблюдался и при использовании другого твердотельного лазера. Был проведён качественный эксперимент с  $Nd^{3+}:YAG$  лазером (длина волны излучения 1,06 мкм, длительность импульсов генерации порядка 15 нс), во время которого при достаточных значениях пиковой мощности всё также белым цветом светились только образцы серии  $ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+}$ .

Ранее подобные явления уже встречались в статьях. Например, из литературы хорошо известно, что лазеры, излучающие мощные ультракороткие импульсы (УКИ), в сочетании с оптическими волокнами позволяют осуществлять генерацию излучения с непрерывным спектром, ширина которого во много раз превышает ширину спектра

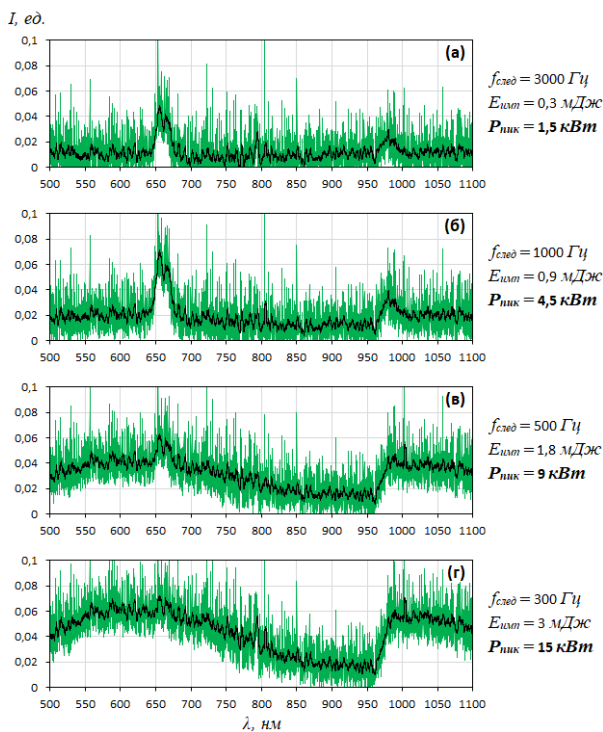


Рис. 1

этих импульсов, – так называемый суперконтинуум (СК). Механизм генерации – сложная комбинация таких нелинейных эффектов, как фазовая самомодуляция [2], четырёх-фотонное смещение [3], вынужденное комбинационное рассеяние и др.

Так в работе [4] экспериментально была продемонстрирована возможность применения дырчатых волокон для генерации СК под действием непрерывной последовательности фемтосекундных импульсов лазера на Ti:Sapphire (длина волны излучения 790 нм, длительность импульсов порядка 100 фс). Пиковая мощность излучения была порядка 8 кВт (энергия импульса 0,8 нДж). На рис. 2 показаны спектры излучения лазера и СК, простирающегося от 390 до 1600 нм.

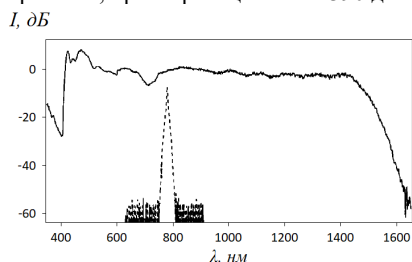


Рис. 2

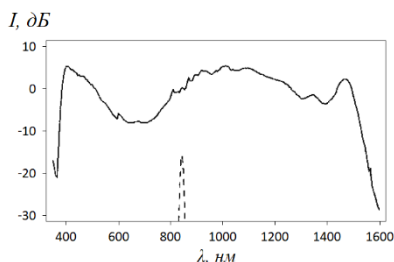


Рис. 3

В статье [5] применялись волоконные структуры с перетяжкой и конусными переходами. В качестве источника УКИ использовался Ti:Sapphire лазер с длиной волны 850 нм (длительность импульсов генерации порядка 200 фс). При пиковой мощности излучения до 19,5 кВт (энергия импульса 3,9 нДж) получался спектр СК, простирающийся от 370 до 1545 нм. Этот спектр, а также спектр лазера показаны на рис. 3.

В приведённых примерах в качестве источников возбуждения использовались фемтосекундные лазеры. Это было связано с их уникальными особенностями спектра излучения и временной когерентностью. При этом генерация СК была возможна только в сочетании с оптическими волокнами, увеличивающими длину нелинейного взаимодействия. В нашем же случае использовались лазеры с длительностью импульсов порядка нескольких десятков-сотен наносекунд и небольшие стеклянные пластины, легированные ионами РЗЭ. Нелегированное стекло ZBLAN не люминесцировало.

Другой механизм возникновения широкополосной люминесценции связан с образованием вакансий в запрещённой зоне (ЗЗ) диэлектрика при введении в него ионов РЗЭ. В такой схеме необходим коротковолновый источник возбуждения. Это объясняется тем, что вначале электроны должны перейти из валентной зоны (ВЗ) в зону проводимости (ЗП). Далее из ЗП они уже могут переходить на энергетические уровни вакансий, после чего возможен их переход в ВЗ с излучением белого света.

Так в статье [6] была получена широкополосная люминесценция соединений  $YVO_4:Ln^{3+}/Yb^{3+}$  ( $Ln^{3+} = Er^{3+}, Tm^{3+}, Ho^{3+}$ ) при возбуждении непрерывным диодным лазером с длиной волны 980 нм. Она простиралась в диапазоне 400-850 нм (рис. 4). Стоит отметить качественное сходство спектров люминесценции соединений  $YVO_4:Ln^{3+}/Yb^{3+}$  ( $Ln^{3+} = Er^{3+}, Tm^{3+}, Ho^{3+}$ ) со спектрами, полученными нами для фторидного стекла  $ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+}$ . Так при малых значениях средней мощности лазерного

излучения возникала только антистоксовая люминесценция ионов РЗЭ. Широкополосная люминесценция соединений  $YVO_4:Ln^{3+}/Yb^{3+}$  ( $Ln^{3+} = Er^{3+}, Tm^{3+}, Ho^{3+}$ ) начинала проявляться только при значениях средней мощности порядка 0,8 Вт. При дальнейшем её увеличении интенсивность широкополосной люминесценции продолжала возрастать и, в конечном итоге, её спектр полностью перекрывал спектр антистоксовой люминесценции.

Однако в данном случае важно обратить внимание на ширину ЗЗ материалов и сравнить её с энергией кванта лазерного излучения. В работе [6] для возбуждения электронов из ВЗ в ЗП было достаточно 3-х фотонов, так как ширина ЗЗ соединения  $YVO_4$  составляла всего 3,2 эВ, а энергия кванта диодного лазера с длиной волны 980 нм равнялась 1,27 эВ. В нашем же случае ширина ЗЗ фторидного стекла ZBLAN была порядка 5,46 эВ, энергия кванта лазерного излучения всего лишь 0,64 эВ ( $\lambda = 1,94$  мкм). То есть для возбуждения электронов из ВЗ в ЗП понадобилось бы аж 9 фотонов, что, конечно, ставит под сомнение возможность реализации данного механизма во фторидном стекле  $ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+}$ .

### Заключение

Проведено исследование люминесценции фторидного стекла  $ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+}$  при возбуждении излучением  $Tm^{3+}:YAP$  лазера с длиной волны 1,94 мкм, работающего в импульсно-периодическом режиме. В результате было установлено, что при достаточных значениях пиковой мощности образцы светятся белым цветом. В спектрах появляется широкополосная люминесценция, простирающаяся от 300 до 900 нм и от 960 нм в более длинноволновую область, которая перекрывает спектр антистоксовой люминесценции ионов  $Er^{3+}$  и  $Ho^{3+}$ . Обнаруженный эффект объяснить не удалось, поэтому полученные результаты требуют дальнейшего исследования.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2021-012) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Auzel F., Pecile D., Morin D. // J. Electrochem. Soc. 1975. Vol. 122, No. 1. P. 101.
- [2] Alfano R.R., Shapiro S.L. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 24, No. 11. P. 592.
- [3] Alfano R.R., Shapiro S.L. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 24, No. 11. P. 584.
- [4] Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A.J. // Opt. Lett. 2000. Vol. 25, No. 1. P. 25.
- [5] Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. // Opt. Lett. 2000. Vol. 25, No. 19. P. 1415.
- [6] Zhu Y., Xu W., Li C., Zhang H., Dong B., Xu L., Xu S., Song H. // Appl. Phys. Express. 2012. Vol. 5, No. 9. P. 2701.

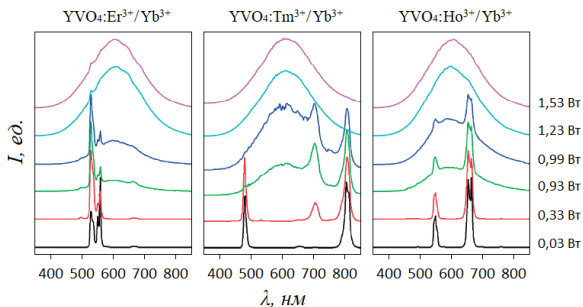


Рис. 4

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДОЛЬНОГО ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ПОЛИКРИСТАЛЛАХ СЕЛЕНИДА ЦИНКА ZnSe, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЖЕЛЕЗА Fe<sup>2+</sup>:ZnSe И ИОНАМИ ХРОМА Cr<sup>2+</sup>:ZnSe

С.Н. Клопов, К.Э. Сумачев, Р. Шахин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Для проведения экспериментов с использованием лазерных источников излучения необходимо предотвратить вредное влияние нежелательной обратной связи, вызывающее проблемы с генерацией излучения, оптическую нестабильность и затыгивание частоты, а также обеспечить защиту чувствительных оптических элементов от обратных отражений. Использование оптических изоляторов, действие которых основано на явлении эффекта Фарадея, позволяет решить эту задачу. Хотя сам эффект был открыт в середине 19 века, поиск материалов, обладающих оптимальными магнитооптическими свойствами для использования в качестве изоляторов Фарадея, до сих пор актуален.

Одним из вариантов магнитооптического элемента изолятора могут быть поликристаллы селенида цинка ZnSe – прямозонного полупроводника с шириной запрещённой зоны 2.68 эВ при комнатной температуре [1]. Внесение легирующих ионов металлов группы железа может усилить вращение плоскости поляризации, если его направление совпадает с направлением вращения в матрице ZnSe.

В данной работе было исследовано фарадеевское вращение в поликристаллах ZnSe, легированных ионами железа Fe<sup>2+</sup>:ZnSe и хрома Cr<sup>2+</sup>:ZnSe, используя в качестве источников излучения He-Ne лазер с длиной волны 632.8 нм и Nd:YAG лазер с длиной волны 1064 нм. Так же была исследована зависимость вращения плоскости поляризации от среднего размера зерна в образцах ZnSe с размерами зерна 70 мкм и 300 мкм.

Для каждого источника излучения была собрана экспериментальная установка, схемы которых представлены на рис. 1 и рис. 2. Измерение угла поворота плоскости поляризации в легированных образцах было проведено в области с наибольшей концентрацией ионов легирующих элементов.

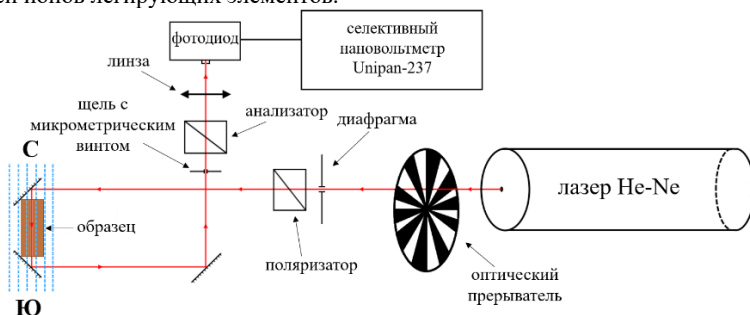
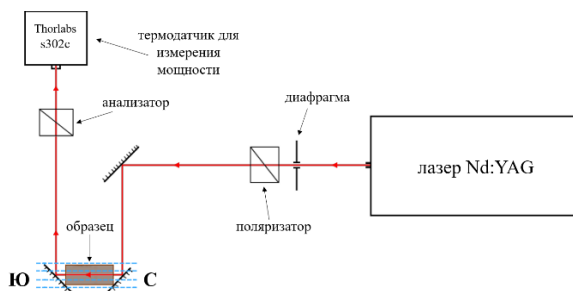


Рис. 1. Схема эксперимента с длиной волны излучения источника  $\lambda = 632.8$  нм



Рис. 2. Схема эксперимента с длиной волны излучения источника  $\lambda = 1064$  нм

В ходе экспериментов излучение несколько раз испытывало отражение от металлических зеркал. Известно, что отражение линейно поляризованного излучения от металлических поверхностей и зеркал приводит к возникновению эллиптичности поляризации. В условиях нашего эксперимента влияние отражений от зеркальных поверхностей на поляризацию излучения оказалось пренебрежимо малым. Так же стоит отметить, что несмотря на широкую область прозрачности поликристаллов ZnSe, ионы легирующих элементов обладают полосами поглощения в ближнем и среднем ИК-диапазоне. Однако длины волн используемых в работе источников излучения лежат вне спектра поглощения образцов.

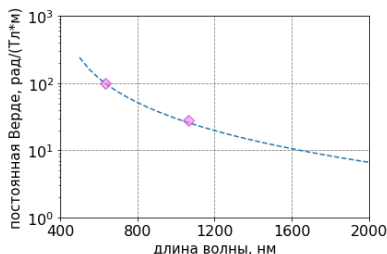


Рис. 3. Экспериментальная зависимость постоянной Верде от длины волны излучения для нелегированного ZnSe

В результате для полученных значений углов поворота был произведен расчет постоянной Верде из общего выражения (1). Эти значения представлены в Таблице.

$$\varphi = VHL, \quad (1)$$

где  $\varphi$  – угол поворота плоскости поляризации,  $H$  – напряженность магнитного поля,  $L$  – длина пути, пройденного излучением в веществе,  $V$  – постоянная Верде. Для образцов ZnSe с различными средними размерами зерна были получены одинаковые значения угла поворота плоскости поляризации. Таким образом размер зерна в поликристалле не влияет на фарадеевское вращение.

Рассчитанные значения постоянной Верде для образца ZnSe в зависимости от длины волны излучения представлены на рис. 3. Пунктирная кривая представляет собой аппроксимацию экспериментальных значений постоянной Верде от длины волны излучения, полученную в [2]. Как видно из рисунка, получившиеся точки ложатся на кривую аппроксимации.

Таблица. Результаты эксперимента

Образец, длина	Значения постоянной Верде, $\left[ \frac{\text{рад}}{\text{м}\cdot\text{Тл}} \right]$	
	$\lambda = 632.8 \text{ нм}$	$\lambda = 1064 \text{ нм}$
1. ZnSe, 15.15 мм	<b>98.08</b>	<b>27.8</b>
2. Cr <sup>2+</sup> :ZnSe, 14.08 мм при $N \approx 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$	<b>137.7</b>	<b>36.9</b>
3. Fe <sup>2+</sup> :ZnSe, 13.95 мм при $N \approx 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$	<b>139</b>	<b>55</b>

Для легированных образцов вращение плоскости поляризации, вызванное внесением ионов группы железа, объясняется теорией Ван Флека-Хебба для парамагнетиков [3], [4]:

$$V = \frac{4\pi^2\nu^2\chi}{g_s\mu_B ch} \sum_{ij} \frac{C_{ij}}{\nu^2 - \nu_{ij}^2}, \quad (2)$$

$$\chi = \frac{N\mu_0 g_s^2 s(s+1)\mu_B^2}{3k_B(T - T_C)}, \quad (3)$$

где  $C_{ij}$  и  $\nu_{ij}$  – вероятность и частота перехода между электронными состояниями,  $N$  – концентрация ионов легирующих элементов,  $g_s = 2$ .

Ионы легирующих элементов вносят дополнительный вклад к фадеевскому вращению в матрице ZnSe, но его теоретический расчет осложняется большим количеством переходов между электронными состояниями.

В образцах Fe<sup>2+</sup>:ZnSe и Cr<sup>2+</sup>:ZnSe значения постоянной Верде с длиной волны источника излучения 632.8 нм составили 139  $\frac{\text{рад}}{\text{м}\cdot\text{Тл}}$  и 137.7  $\frac{\text{рад}}{\text{м}\cdot\text{Тл}}$  соответственно, что практически в полтора раза больше, чем у нелегированного ZnSe, значение постоянной Верде которого 98.08  $\frac{\text{рад}}{\text{м}\cdot\text{Тл}}$ . При использовании лазерного источника излучения с длиной волны 1064 нм тенденция увеличения угла вращения плоскости поляризации в образцах Fe<sup>2+</sup>:ZnSe и Cr<sup>2+</sup>:ZnSe по сравнению с образцом ZnSe сохранилась. Таким образом было показано, что дополнительное легирование матрицы ZnSe ионами Cr<sup>2+</sup> и Fe<sup>2+</sup> усиливает вращение плоскости поляризации.

- [1] Mironov E. A., Palashov O. V., Snetkov I. L., Balabanov S. S. High-Power Faraday Isolator for Mid-IR Radiation Based on ZnSe Polycrystals in Laser Congress 2020 (ASSL, LAC), OSA Technical Digest, paper JTh2A.16.

- [2] Mironov E. A., Palashov O. V., Snetkov I. L., Balabanov S. S. // *Laser Phys. Lett.* 2020. Vol. 17. P. 125801.
- [3] Vleck J. V., Hebb M. // *Phys. Rev.* 1934. Vol. 46. P. 17.
- [4] Физическая энциклопедия – Москва: Большая Российская энциклопедия, 1992. Т. 3, с. 672.

## ТОЧНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВАРИАЦИОННЫХ МЕТОДОВ И ДАЛЬНЕЙШИЙ РАСЧЕТ СПЕКТРА НА ЕЕ ОСНОВЕ

М.А. Рогов<sup>1,2)</sup>, Н.Ф. Зобов<sup>2)</sup>, О.Л. Полянский<sup>2)</sup>, И.И. Майзус<sup>3)</sup>,  
Р.И. Овсянников<sup>2)</sup>, В.Ю. Махнев<sup>4)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ИПФ РАН

<sup>3)</sup> Holon Institute of Technology

<sup>4)</sup> Center for Astrophysics Harvard & Smithsonian, Atomic and Molecular Physics Division

Молекула закиси азота  $\text{N}_2\text{O}$  занимает 4-ю строчку в базе данных HITRAN, тем самым являясь 4-ой по важности молекулой в процессах радиационного переноса в атмосфере Земли. Для изучения взаимодействия излучения с атмосферой необходимо знать высокоточные значения интенсивностей переходов тех веществ в атмосфере Земли, с которыми, собственно, мы и рассматриваем это взаимодействие. Первые несколько молекул из этой базы данных были изучены при помощи точных вариационных расчетов, показав тем самым в преимуществе в использовании первых принципов расчетов *ab initio*, которые могут точно предсказать интенсивность линий без предварительного знания экспериментальных значений. На сегодняшний день положения линии  $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$  измерены с высокой точностью [1-4], но при этом интенсивности переходов в этой молекуле найдены с погрешностью 3-5%, в то время как современные исследования требуют уже субпроцентных точностей. Для нахождения интенсивностей переходов с высокими точностями необходимо иметь очень точную поверхность потенциальной энергии (ППЭ) [5] молекулы, из которой мы получаем высокоточные волновые функции, входящие в формулу для расчета интенсивностей (1):

$$I_{if} = 4.162034 * 10^{19} \omega_{if} g_i Q^{-1}(T) * \left[ e^{-\frac{-c_2 E_i}{T}} - e^{-\frac{-c_2 E_f}{T}} \right] \left| \sum_{\alpha} \langle i | \mu_{\alpha} | f \rangle \cdot \right|^2 \quad (1)$$

В нашей работе по оптимизации ППЭ в качестве стартовой точки мы будем брать уже имеющиеся ППЭ. Рассмотрим ППЭ полученную авторами в работе [6], в которой они делали расчет уровней энергии  $J = 0$  с использованием их программы для решения уравнения Шредингера, а также ППЭ Хуанга [7], оптимизированную им самим на своих программах; мы же решили пересчитать их на нашей программе DVR3D.

Для начала процедуры фита нам пришлось пересчитать уровни  $J = 0$ , используя *ab initio* ППЭ Шредера [6], ППЭ Хуанга и программу DVR3D.

Расчеты проводились в координатах рассеяния, где внешний атом N и атом O представляют собой двухатомную систему, а внутренний N – рассеиваемый атом. Мы используем 60, 70 и 60 точек сетки для двух радиальных и угловой координат рассеяния соответственно, а конечный размер гамильтониана равен 8000. Одним из основных моментов, влияющих на точность оптимизации является выбор базисного набора. В качестве базисного набора нами были выбраны базисные наборы осцилляторов Морзе с параметрами 4.5, 0.2 и 0.008 по координате  $r_1$  и 0.43, 0.2 и 0.0275 по координате  $r_2$ , а также атомные массы атомов.

При пересчете ППЭ Хуанга в DVR3D отклонение в среднем получалось  $0.4 \text{ см}^{-1}$ , что заметно отличается от результата, полученного самим Хуангом на его программе  $0.04 \text{ см}^{-1}$ , что побудило нас перейти непосредственно к оптимизации этих поверхностей.

Для оптимизации ППЭ и Шредера и Хуанга, мы использовали формулу (2):

$$V = V_{Sh} + \sum_{k,m,n=0}^8 C_{kmn} (r_{NN} - r_{NN}^e)^k (r_{NO} - r_{NO}^e)^m (\theta - \theta_e)^n \quad (2)$$

где  $C_{kmn}$  – набор из 52 подобранных коэффициентов,  $k$ ,  $m$  и  $n$  целые числа (при этом  $n$  может быть только четным),  $r_{ij}$  – длина связи между атомами  $i$  и  $j$ ,  $r_{ij}^e$  – длина связи между атомами  $i$  и  $j$  в равновесном состоянии молекулы,  $\theta$  и  $\theta_e = \pi$  – мгновенное и равновесное значение угла,  $V_{Sh}$  – ППЭ Шредера либо Хуанга, в зависимости от того, чью поверхность берем за основу в фите.

Сама процедура фита (оптимизации) поверхности потенциальной энергии заключалась в нахождении коэффициентов многочлена в формуле (2) прибавляемого к изначальным ППЭ, взятым нами из [6, 7] и получения для данной функциональной формы (2) минимального отклонения уровней энергии, рассчитанных с ней от экспериментальных. Программа фита, используя теоретические и экспериментальные уровни (по их разности (невязки)), подбирала коэффициенты многочлена (2), минимизируя стандартное отклонение теоретических уровней от экспериментальных, а затем программа DVR3D решала вариационную задачу, вычисляя уровни энергии с многочленом (2) и выдавая отклонение их значений от экспериментальных; для (2) мы задавали количество параметров-членов многочлена, добавляя или выбрасывая те члены, что давали наибольшую ошибку и придавая им определенный статистический вес, опять таки в зависимости от ошибки, и после процедура подбора коэффициентов и нахождения уровней энергии с новым многочленом повторялась с исключением из процедуры подгонки экспериментальных уровней с наибольшей невязкой, до тех пор пока мы не получали требуемого нами среднеквадратического отклонения теоретических уровней от экспериментальных.

Как и писалось ранее мы использовали мы использовали координаты Якоби с базисными функциями осциллятора Морзе. Результаты подгонки поначалу были неудовлетворительными: стандартное отклонение было около  $0.4 \text{ см}^{-1}$ . Исключив из подгонки примерно 20 процентов энергетических уровней, мы заметили, что по координате N–N Якоби сходимость решения уравнения Шредингера является далека от оптимальной. Тогда мы поняли, что основной причиной проблем с подгонкой было использование базисных функций осциллятора Морзе для связи N–N. Когда мы изменили базисные функции координаты  $r_2$  с осциллятора Морзе на сферический осциллятор, нам удалось значительно улучшить стандартное отклонение аппроксимации. В частности, мы использовали осциллятор типа Морзе с параметрами 4.5, 0.2 и 0.008 для координаты  $r_1$  и сферический осциллятор с параметрами 0, 0 и 0.4 для координаты  $r_2$ .

Мы также используем 40, 50 и 60 точек сетки для двух радиальных и угловой координат рассеяния соответственно, при вычислении собственных значений со значением квантового числа полного углового момента  $J = 0, 2, 5$  и конечной размерностью гамильтоновой матрицы, равной до 8000.

После окончательной процедуры подгонки нам удалось получить стандартное отклонение равное  $0.019 \text{ см}^{-1}$  с ППЭ оптимизированной нами с начальной ППЭ Хуанга, для набора из 261 экспериментального уровня энергии с  $J = 0, 2$  и  $5$ , что составляет  $91,3\%$  от всех имеющихся данных, а также  $0.037 \text{ см}^{-1}$  с ППЭ, оптимизированной нами с начальной ППЭ Шредера.

Теперь имея оптимизированные с высокой точностью ППЭ Хуанга и Шредера, а также поверхности дипольного момента, рассчитанную нами, а также поверхность дипольного момента Шредера [6], мы можем рассчитать интенсивности переходов (с основного колебательного состояния на состояние, указанное в колонке Band) результаты приведены в таблице, где Hp – оптимизированная ППЭ Хуанга, Ai – поверхность дипольного момента, Sch – оптимизированная ППЭ Шредера, а также если стоит после точки, то и его поверхность дипольного момента: разделение точкой обозначает с какой ППЭ (стоит до точки в названии колонки) и поверхностью дипольного момента (после точки) мы рассчитывали интенсивности, HITRAN – база данных для сравнения интенсивностей (размерность см/молекулу). Относительные погрешности расчета интенсивностей (за исключением небольшого количества отдельных переходов) составили единицы процентов, что сопоставимо с экспериментальными погрешностями.

Табл.

Line	Freq.cm <sup>-1</sup>	Band	HITRAN, cm/mol	Hp.ai,%	Sch.ai, %	Hp.Sch, %	Sch.Sch, %
R 4	4.1900	0000	8.31E-24	56.2	38.5	13.6	2.4
R 8	7.5416	0000	4.32E-23	55.7	38.1	13.3	1.1
R 4	1172.3495	0200	2.77E-21	1.3	2.9	0.5	2.1
R 8	1175.7552	0200	4.52E-21	1.4	3.0	0.6	1.3
R 4	1289.0406	1000	8.23E-20	1.9	2.5	-1.1	-1.4
R 8	1292.2870	1000	1.34E-19	1.8	2.5	-1.2	-1.2
R 4	2326.8111	0400	2.29E-22	5.7	-7.2	4.2	-9.3
R 8	2330.2577	0400	3.70E-22	5.1	-7.6	3.7	-9.8
R 4	2466.1605	1200	2.65E-21	6.2	4.1	5.1	2.2
R 8	2469.4599	1200	4.31E-21	6.2	4.1	5.2	2.0
R 4	2567.4273	2000	1.19E-20	1.2	1.4	0.0	-0.4
R 8	2570.5747	2000	1.92E-20	1.0	1.1	-0.2	-1.0
R 4	3625.1260	1400	3.88E-23	6.2	-0.5	4.0	-3.4
R 8	3628.4623	1400	6.29E-23	5.6	-1.0	3.4	-4.0
R 4	3752.3612	2200	3.25E-22	2.4	0.7	0.9	-1.8
R 8	3755.5516	2200	5.28E-22	1.9	0.3	0.5	-2.1
R 4	3840.4155	3000	7.14E-22	1.5	1.4	0.6	-0.5
R 8	3843.4763	3000	1.15E-21	1.1	1.0	0.2	-1.2
R 4	4771.3396	1600	3.53E-25	-5.7	-7.2	-7.1	-9.7
R 8	4774.7042	1600	5.77E-25	-5.6	-7.0	-7.0	-9.5
R 4	4915.1220	2400	4.23E-24	3.4	0.5	1.2	-2.6
R 8	4918.3457	2400	6.90E-24	3.2	0.3	0.9	-2.7

R 4	5030.3546	3200	2.40E-23	0.9	0.3	-1.0	-2.3
R 8	5033.4295	3200	3.90E-23	0.9	0.3	-1.0	-2.5
R 4	5109.6882	4000	2.48E-23	0.5	1.1	-0.6	-1.1
R 8	5112.6830	4000	4.02E-23	0.3	0.9	-0.8	-1.0
R 4	6196.3380	3400	4.19E-25	-0.3	-1.1	-1.5	-3.3
R 8	6199.4436	3400	6.85E-25	-0.2	-1.0	-1.4	-3.2
R 4	6299.4395	4200	1.48E-24	0.1	0.8	-1.6	-1.9
R 8	6302.3948	4200	2.41E-24	0.2	0.9	-1.5	-1.8

- [1] Gordon I. E. et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2022. Vol. 277. P. 107949.  
[2] Rubin M. et al. // Mol. Phys. 2022. 120. e2063769.  
[3] Odintsova T. et al. // J. Chem. Phys. 2017. 146. 244309.  
[4] Polyansky O. L. et al. // Rev. Lett. 2015.114. 243001.  
[5] Mizus I.I. et al. // Phil. Trans. Royal Soc. London. 2018. A 376. 20170149.  
[6] Schroder B., Sebald P., Stein C., Weser O., Botschwina P. Challenging high-level ab initio rovibrational spectroscopy: The nitrous oxide molecule. // Z. Phys. Chem. 2015.  
[7] Huang X., Schwenke D.W. Mol. Phys. 2023. 126 in preparation.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ПОМОЩЬЮ СОВРЕМЕННЫХ ПРОГРАММНЫХ ПАКЕТОВ

И.Ю. Перунин

ООО «Мелситек»

В работе описаны некоторые способы расчета оптических систем и применения программного пакета ZEMAX для их моделирования.

**Ввод лазерного излучения в волокно. Параметр качества пучка.** Для оценки возможности ввода данного лазерного пучка в волокно применяется так называемый параметр качества пучка (Beam Parameter Product, BPP) [1,2]. Он определяется как:

$$BPP_B = \frac{d_B}{2} \times \frac{\theta}{2} [\text{мм} * \text{мрад}], \quad (1)$$

где  $d_B$  – диаметр пучка в перетяжке в мм,  $\theta_B$  – расходимость пучка в мрад.

Для оптического волокна максимально возможный вводимый BPP лазерного пучка можно вычислить как:

$$BPP_f = 500 \times d_f \times NA [\text{мм} * \text{мрад}], \quad (2)$$

где  $d_f$  – диаметр волокна в мм,  $NA$  – числовая апертура волокна. BPP для разных типов волокон показаны в табл. 1.

Табл. 1

Диаметр, мкм	NA=0,11	NA=0,22	NA=0,36
100	5,5	11	18
200	11	22	36
400	22	44	72
800	44	88	144
1000	55	110	180

**BPP диодной линейки (ДЛ).** Возьмем хар-ки (табл. 2) одной из коммерчески доступных диодных лазерных линеек [3] с длиной волны 806 нм и мощностью 40 Вт.

Табл. 2

число эмиттеров, $n$	19
ширина эмиттера, $d_{SA}$ , мкм	150
период эмиттеров (pitch), $p$ , мкм	500
расходимость FA(быстрая ось, 95% power), $Q_{FA}$ , °	65
расходимость SA(медл. ось, 95% power), $Q_{SA}$ , °	7
высота излучающей области, $l_{FA}$ , мкм	2

Длина излучающей области:

$$d_B = \frac{(n - 1) \times 500 + d_{SA}}{1000} = 9,15 \text{ мм}. \quad (3)$$

Максимальный угол расходимости:

$$\theta_B = \sqrt{Q_{SA}^2 + Q_{FA}^2} = 65,4^\circ = 1140 \text{ мрад}. \quad (4)$$



$$BPP_{LD} = d_B/2 \times \theta_B/2 = 2607 \text{ мм} \times \text{мрад.} \quad (5)$$

При сравнении  $BPP_{LD}$  и  $BPP$  волокон из табл. 1, очевидно, что исходный пучок от линейки просто так ввести в волокно диаметром  $< 1$  мм невозможно. Для улучшения  $BPP$  лазерного пучка ДЛ применяется специальная оптика.

**Применение микрооптики для улучшения ВРР. Коллимационный модуль (КМ).** КМ представляет из себя сборку из линзы для коллимации быстрой оси ДЛ (FAC) и массива цилиндрических линз (SAC) для коллимации медленной оси отдельных эмиттеров. Рассмотрим хар-ки ДЛ с установленным коммерчески доступным [4, 5] КМ с EFL FAC=0,6 мм, EFL SAC= 3 мм, в табл. 3:

Табл. 3

Параметр	Новая величина	Значение
Ширина FA	$\theta_{FA} \times f_{FA}$	0,68 мм
Ширина SA	$\theta_{SA} \times f_{SA} \times n \approx n * pitch$	9,5 мм
Расх. FA	$d_{FA}/f_{FA}$	3,3 мрад
Расх. SA	$d_{SA}/f_{SA}$	50 мрад

$$BPP_{CM} = \frac{1}{4} \sqrt{(\theta_{FA} f_{FA})^2 + (p \times n)^2} \sqrt{\left(\frac{d_{FA}}{f_{FA}}\right)^2 + \left(\frac{d_{SA}}{f_{SA}}\right)^2} \approx 120 \text{ мм} * \text{мрад.} \quad (6)$$

Т.о. пучок становится пригоден для ввода в волокно диаметром 1,1 мм, NA=0,22. Дальнейшее улучшение ВРР можно произвести, например, за счет масштабирования пучка по осям, или других способов с применением микрооптики [6].

**Применение микрооптики для улучшения ВРР. Beam transformation system (BTS).** BTS представляет из себя комбинацию линзы FAC и 45°-го массива цилиндрических линз (рис. 1) для поворота отдельных пучков из эмиттеров на 90°. Т.о. после коллимации быстрой оси меняется расходимость пучков между осями. После BTS требуется еще одна линза для коллимации медленной оси [7].

Используем параметры коммерчески доступной BTS с EFL FAC =0,36 мкм [8, 9]. EFL SAC оставим в качестве параметра. Хар-ки ДЛ с BTS:

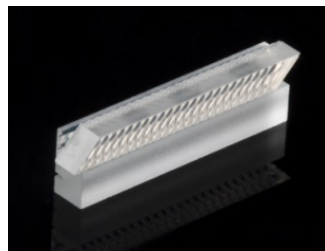


Рис. 1

Табл. 4

Параметр	Новая величина	Расчет
Ширина FA	$n * pitch$	9,5 мм
Ширина SA	$\theta_{SA} \times f_{SA}$	$0,122 f_{SA}$ мм
Расх. FA	$d_{FA}/f_{FA}$	5,5 мрад
Расх. SA	$d_{SA}/f_{SA}$	$0,150/f_{SA}$ мрад

$$BPP_{BTS} = \frac{1}{4} \sqrt{9,5^2 + (0,122f_{SA})^2} \sqrt{5,5^2 + \left(\frac{150}{f_{SA}}\right)^2}. \quad (7)$$

Построим зависимость BPP от  $f_{SA}$ , рис. 2. Как видно, теперь излучение вполне может быть введено в волокна  $NA=0,22$ ,  $\varnothing 400$  мкм и меньше. Окончательный подбор SAC следует осуществлять в комплексе с оптикой для ввода излучения.

**Моделирование диодной линейки в ZEMAX.** Для задания диодной линейки используется источник Source Diode. Выходные параметры модели можно контролировать с помощью детекторов – Detector Polar для углового распределения (рис. 3), Detector Rectangle для пространственного (рис. 4).

**Моделирование оптики (рис. 5).** Линза FAC может быть использована из стандартной библиотеки поставщика (Lens Catalog). Линзы BTS задаются с помощью объекта Thoroidal Lens и объекта Array[10]. Линзы SAC также задается с помощью объекта Thoroidal Lens. Положение оптики определяется минимумом расходимости по соотв. оси. Оптическое волокно можно задать объектами Cylinder Volume и Annular Aspheric Lens (ядро и оболочка с соотв. коэфф. преломления [11]) или имитировать поглощающей диафрагмой (Detector Surface) и угловым детектором с соотв. волокну ограничениями диаметра и угловой апертуры.

**Измерение BPP в модели.** Размеры пучка можно определить, задав Detector Rectangle сразу после линзы SAC. Расходимость пучка можно определить, задав параксиальную линзу (Paraxial Lens) и измерив размер пучка в ее фокальной плоскости [12]. Для удобства можно использовать функцию оптимизации (Merit Function), задав в ней операторы для определения моментов распределения пучка по осям соотв. детекторов, рис. 6.

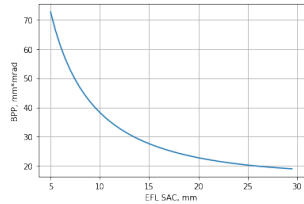


Рис. 2

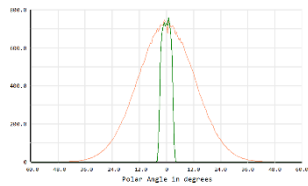


Рис. 3

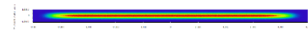


Рис. 4

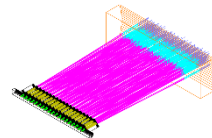


Рис. 5

Type	Surf	Det#	Pix#	Data	# Ignored	Spatial Frequency	Target	Weight	Value	% Contrib
1	NSDD	-1	0	0	0	0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2	NSTR	-1	0	0	0	0	1.0000	0.0000	0.0000	0.0000
3	NSDD	-1	6	-10	1	0	0.0000	0.0000	2.7399	0.0000
4	NSDD	-1	6	-11	1	0	0.0000	0.0000	0.4565	0.0000
5	NSDD	-1	8	-10	1	0	0.0000	0.0000	0.1103	0.0000
6	NSDD	-1	8	-11	1	0	0.0000	0.0000	0.2612	0.0000
7	PROB	-3							0.9595	0.0000
8	PROB	-4							1.8258	0.0000
9	PROB	-5							4.4114	0.0000
10	PROB	-6							10.4474	0.0000

вторые моменты  
размеры пучка, мм  
расходимости, мрад

Рис. 6

$$BPP_{BTS\ MODEL} = \frac{1}{4} \sqrt{9,5^2 + 1,83^2} \sqrt{4,4^2 + 10,45^2} = 27,4 \text{ мм} \times \text{мрад} \quad (8)$$

Эффективность ввода для волокон 200, 400 мкм, NA=0,22 представлена в табл. 5. Сечение пучка на торце волокна показано на рис. 7.

**Практическое применение модели.** В 2019-2022 году ООО «Мелситек» были спроектированы и изготовлены (рис. 8, линейки с микроптикой) лазерные модули с волоконным выходом на длинах волн 760, 808, 1060 нм, с выходной импульсной мощностью до 500 Вт [13].

Табл. 5

ВОЛОКНО, МКМ	ВВОД
200	69%
400	99,7%

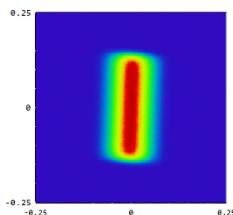


Рис. 7

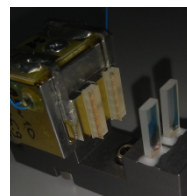


Рис. 8

- [1] Koenning T., Pandey R., etc. // Proc. SPIE 7918, High-Power Diode Laser Technology and Applications IX. 2011. P. 791809.
- [2] [https://lahat.com/wp-content/uploads/2018/11/r3m\\_narrow\\_line\\_diode\\_laser\\_stacks.pdf](https://lahat.com/wp-content/uploads/2018/11/r3m_narrow_line_diode_laser_stacks.pdf)
- [3] <https://www.jenoptik.com/-/media/websitedocuments/laser/bars-and-single-emitter/jdl-bab-30-19-808-te-40-1-0.pdf>
- [4] <https://www.focuslight.com/product/component/micro-optical-component/optical-module-assembly/collimation-module>
- [5] <https://ingeneric.com/optical-components/c-modules>
- [6] Ghasemi, Hantehzadeh, Sabbaghzadeh, etc. // Appl. Opt. 2011. Vol. 50 P. 2927.
- [7] Ma, Li, Liu, Shi, Xin and Zhang. // Proc. SPIE 5644, Optoelectronic Devices and Integration.
- [8] <https://www.focuslight.com/product/component/micro-optical-component/optical-module-assembly/beam-transformation-system>
- [9] <https://ingeneric.com/optical-components/beam-transformation>
- [10] Yu J., Guo L., Wu H., Wang Z., Gao S. and Wu D. // Opt. Express. 2016. Vol. 24 P. 19728.
- [11] Маругин А.В. Исследование характеристик волоконных световодов: Практикум. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2011, 34с.
- [12] ГОСТ Р ИСО 11146-2-2008. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширины, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Часть 2. Астигматические пучки. // Федеральное агентство по техническому регулированию. – Москва: Стандартинформ, 2010, 20 с.
- [13] Иванов Э.К., Святошенко Д.Е. // В кн.: Труды XXIV научной конференции по радиофизике. 13-31 мая 2020 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2020. С. 45.

## ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ АКУСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ НА СПЕКТРАЛЬНО-ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С БРЭГГОВСКОЙ ВОЛОКОННОЙ РЕШЕТКОЙ

Я.Н. Березина, А.В. Маругин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Одночастотные полупроводниковые лазеры с узкой линией генерации и минимальными шумами излучения – основа для современных систем оптической связи, спектроскопии и метрологии. Один из вариантов реализации такого излучателя представляет собой полупроводниковый лазер с внешней селективной обратной связью за счет использования волоконной брэгговской решетки [1]. В этом варианте селекция мод излучения осуществляется за счет формирования оптической обратной связи непосредственно в волоконном канале, используемом для вывода лазерного излучения (рисунк 1).

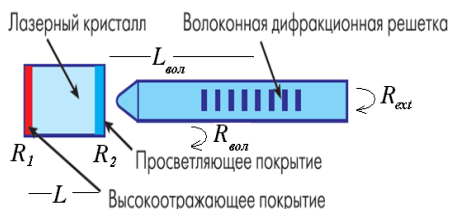


Рис. 1

Для эффективного применения лазеров данного типа в прецизионных оптических системах требуется обеспечить устойчивый одночастотный режим генерации. Специфика оптической конфигурации такого лазера заключается в том, что для эффективной связи активной среды лазера с внешней волоконной решеткой применяется дополнительное просветление торцевой поверхности, выполняющей функцию выходного зеркала лазерного резонатора, до значений коэффициента отражения по мощности  $R_2 \approx 0,05$  (исходная величина френелевского отражения грани в полупроводниковом лазере  $\sim 0,3$ ). Такое просветление обеспечивает конструктивное управление параметрами лазерного излучения за счет обратной оптической инжекции от внешнего волоконного плеча, но одновременно делает лазер уязвимым по отношению к шумовому воздействию, потенциально присутствующему в выходном канале.

В данной работе представлены результаты исследования влияния акустических (в том числе – и шумовых) факторов на параметры режима работы рассматриваемого излучателя, причем регулируемые по уровню источники такого воздействия в оптической конфигурации схемы были смоделированы в виде управляемых элементов, воздействующих на нерегулярные участки выходного волоконного световода. Целью проведенных исследований являлось определение количественных диапазонов значений параметров внешнего модулирующего воздействия, способных нарушить устойчивость лазерной генерации.

Математическая модель лазерного излучателя подобного варианта описывается хорошо известной структурой уравнения [2] следующего вида

$$\frac{dE}{dt} = \left( -i\omega_0 + \frac{\Delta G}{2}(1 - i\alpha) \right) E(t) + k_{ext} \cdot E(t - \tau). \quad (1)$$

Здесь  $E(t)$  – амплитуда лазерной волны,  $\Delta G$  – вариация усиления относительно порогового уровня,  $\alpha$  – фактор уширения линии,  $k_{ext}$  – коэффициент обратной связи от внешнего плеча резонатора,  $\tau$  – время задержки излучения во внешнем плече, определяемое элементами отражения в волоконном канале. Основным параметром, определяющим эффективность оптической обратной связи, является коэффициент.

$$k_{ext} = \frac{L_{вол}}{L}(1 - R_2) \sqrt{\frac{R_{ext}}{R_2}(1 + \alpha^2)}. \quad (2)$$

Величина этого параметра определяется отношением оптической длины внешнего волоконного плеча и собственной длины лазера, а также параметром  $R_{ext}$ , т.е. отраженной частью оптической мощности от внешнего элемента любой природы, в том числе (в нашем случае) – и выполняющих роль акустического (шумового) внешнего модулятора, влияющего в той или иной степени как на спектр излучателя, так и на уровень его амплитудных и частотных шумов.

В ходе эксперимента исследовалось поведение лазера в двух основных режимах работы излучателя – область стабильной одночастотной генерации, соответствующей оптимальному согласованию внутреннего и внешнего плеч лазерного резонатора, а также область неустойчивой генерации с тенденцией к многочастотному спектру, возникающей при рассогласовании технических параметров излучателя.

Для реализации модели внешнего акустического воздействия на характеристики лазера были реализованы два варианта чувствительного элемента во внешнем волоконном плече. В первом варианте (схема №1) излучение с торца волокна попадало без дополнительной оптики на отражающее зеркало на пьезоэлементе, вследствие чего некоторая часть лазерного пучка после отражения возвращалась в волоконный канал и далее – непосредственно в активный слой излучателя. Коэффициент обратной связи в данной схеме модулировался подачей напряжения на пьезоэлемент, вызывающий микросмещение зеркала. Второй вариант (схема №2) включал в себя отрезок выходного волокна в виде плотной намотки на пьезоцилиндре. В этом случае подача напряжения на пьезоцилиндр приводила к дополнительным оптическим потерям на этом участке волоконного канала, а также к модуляции длины внешнего резонатора в целом. Выбранные методики моделирования внешнего воздействия на волокно на акустических частотах, реализуемого с помощью НЧ-генератора, позволяли проводить калибровочные измерения в достаточно широком диапазоне значений величины обратной связи. Регистрация лазерного излучения в ходе эксперимента производилась с помощью встроенного фотодиода, расположенного вплотную с задней гранью лазерного резонатора. После этого обработка НЧ-спектра лазерного излучения производилась с использованием FFT-опции низкочастотного анализатора Rohde&Schwarz UPV. Для контроля оптического спектра использовался оптический анализатор ANDO AQ6317 с волоконным входом.

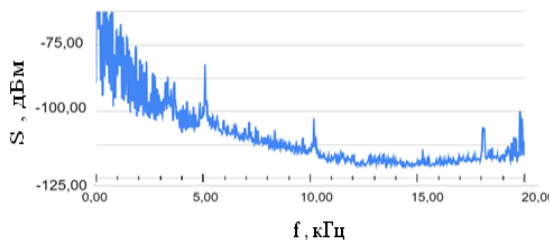


Рис. 2а

наблюдается компонента на частоте внешнего воздействия, при этом появление этой отметки над уровнем собственного амплитудного шума лазера появляется уже при уровне оптической обратной связи из волоконного канала  $\sim 0,1$  нВт.

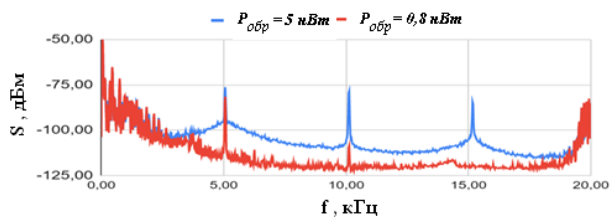


Рис. 2б

зер за счет внешней инъекции (до 20 нВт). В связи с этим инжектируемый внешний сигнал оказывает комплексное воздействие на характеристики излучателя. В НЧ-спектре проявлены нелинейные компоненты на кратных гармониках модулирующего сигнала, а также значительное увеличение уровня амплитудных флуктуаций лазерного излучения (более 20 дБ) практически во всем исследуемом диапазоне частот. Такой вид шумового спектра однозначно указывает на появление новых мод в излучении лазера, конкурентное сосуществование которых и вызывает такой значительный рост уровня флуктуаций.

В ходе экспериментов были измерены зависимости уровня шумового сигнала на частоте внешнего воздействия от уровня обратной оптической связи. На рисунках 3а и 3б показаны результаты измерений сигнала на частоте внешнего воздействия на волоконный канал  $f \approx 5 \text{ кГц}$  во всем реализованном диапазоне уровней обратной связи для случая устойчивого одночастотного спектра генерации и лазера на границе неустойчивости, в схемах измерений №1 и №2, соответственно. В случае внешнего воздействия на лазер, находящийся на границы области устойчивости одномодового режима (рис.3б) шумовой спектр излучения демонстрирует отчетливый нестационарный характер, вызываемый стохастической природой процесса возникновения в спектре излучения дополнительных мод, сравнимых по мощности с основной. Для уровней обратной

В первой серии измерений с помощью акустического анализатора был снят НЧ-спектр лазерного излучения в случае, когда внешний элемент (схема №1) модулировался тональным сигналом на частоте  $\sim 5$  кГц (рисунок 2а). Из представленного распределения видно, что в шумовом спектре излучения

На рисунке 2б представлены результаты аналогичных измерений в схеме №2 (катушка с волокном, в котором смоделирована модуляция оптических потерь). В этом случае расчеты демонстрируют возможность реализации более широкого динамического диапазона воздействия на лазер

связи, превышающим 0,1 нВт возникает типичный многочастотный режим генерации с увеличенным уровнем шумов в излучении.

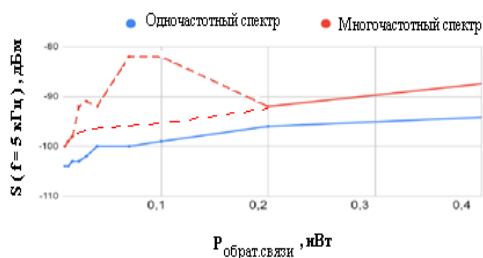


Рис. 3а

отсутствие резких пороговых эффектов, но в то же время говорят о том, что уже при внешней инжекции на уровне порядка 0, 02 нВт в силу высокого усиления в активном слое полупроводниковой среды возможно изменение спектрально-шумовых параметров излучения, и прежде всего – нарушение режима одночастотности.

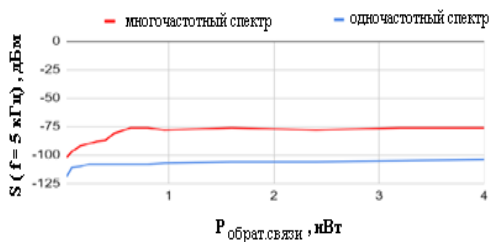


Рис. 3б

ных отражений во внешнем выходном волоконном канале излучателя. С другой стороны, проведенный комплекс исследований показывает, что рассмотренная конфигурация лазера может лечь в основу чувствительного и малогабаритного датчика с выносным волоконным зондом в системах контроля, например, доплеровского контроля движущихся объектов или сред [3].

- [1] Дураев В.П., Неделин Е. Т., и др. // Квант. Электроника. 2001. Т. 31, № 6. С. 529.  
 [2] Lang R. and Kobayashi K. // 1980. Vol. 16, No. 3. P. 347.  
 [3] Gordin A.I. and Marugin A.V. // J. Opt. Technol. 2018. Vol. 85. P.197.

В целом проведенные исследования показали весьма высокую чувствительность лазера с внешним волоконным плечом резонатора по отношению к регулярным или шумовым (паразитным) акустическим источникам в волоконном выходном канале излучателя. Приведенные графики демонстрируют

## ДИНАМИКА $Tm^{3+}$ :YAP ЛАЗЕРА С ПАССИВНЫМ ЗАТВОРОМ

О.Г. Кашуркин, С.В. Курашкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

### Введение

$Tm^{3+}$ :YAP лазер является одним из представителей семейства твердотельных лазеров двухмикронного диапазона, активными средами которых являются кристаллы YAG, YLF, YAP легированные трехвалентными ионами тулия и гольмия. Кристаллические лазеры диапазона 1.8 – 2.1 мкм. имеют множество применений в спектроскопии, лазерной медицине, обработке материалов, а также, широко используются в качестве источников накачки лазерных сред на основе халькогенидов цинка и кадмия, легированных ионами переходных металлов (в частности, хромом и кобальтом) [1].

Схемное решение «активный элемент  $Tm^{3+}$ : YAP + пассивный затвор» может оказаться продуктивной концепцией надежной и компактной лазерной системы двухмикронного диапазона малой или средней мощности. Использование в качестве пассивного затвора (ПЗ) поликристаллов  $Cr^{2+}$ :ZnSe, технология изготовления которых хорошо отработана в нашей стране [2], в сочетании с высокой экономической доступностью лазерных диодов накачки диапазона 792 – 795 нм, делает подобное решение относительно недорогим и технически реализуемым на отечественной базе микроэлектронной и лазерной промышленности.

В данной работе были проведены исследования генерационных характеристик и динамики лазера на кристалле  $Tm^{3+}$ :YAP с пассивным модулятором добротности на насыщающемся поглотителе  $Cr^{2+}$ :ZnSe.

### Оптическая схема лазера

В ходе работы был создан экспериментальный стенд  $Tm^{3+}$ :YAP лазера с пассивным затвором, оптическая схема которого представлена на рис. 1.

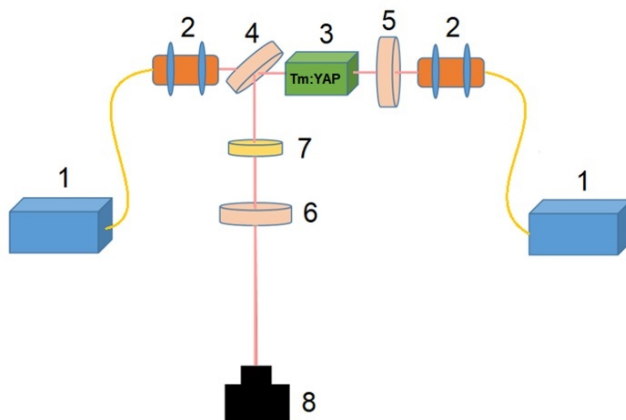


Рис. 1



Под номерами на рисунке обозначены: 1 – линейки лазерных диодов накачки с волоконным выходом ( $\lambda=795$  нм), 2 – линзовые конденсоры, 3 – активный элемент  $Tm^{3+}:YAP$  (5 ат.%)  $\varnothing 5 \times 8$  мм, 4 – дихроичное поворотное зеркало, 5 – глухое зеркало, 6 – выходное зеркало, 7 – пассивный затвор  $Cr^{2+}:ZnSe$ , 8 – калориметрический измеритель мощности.

В ходе предварительных экспериментов в качестве пассивных затворов были отобраны два образца поликристаллического селенида цинка, легированного ионами  $Cr^{2+}$ . Образцы представляли собой полированные диски диаметром 25 мм и толщиной около 3 мм. Спектры пропускания затворов  $Cr^{2+}:ZnSe$  в интересующем диапазоне длин волн представлены на рис. 2.

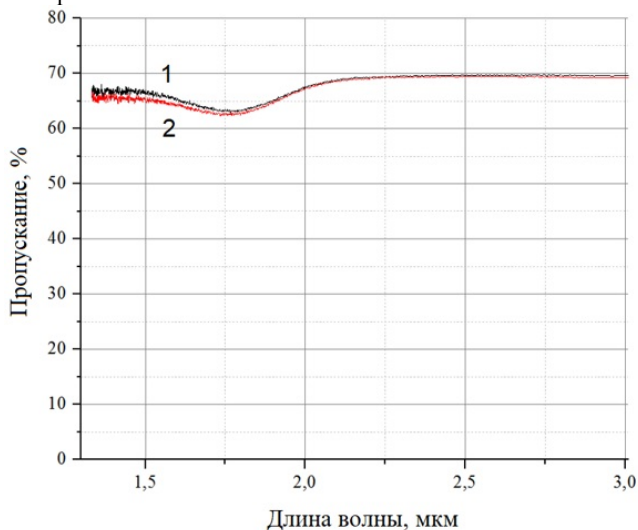


Рис. 2

Как видно из рисунка, помещение каждого из этих ПЗ в оптический резонатор лазера приводит к сильному повышению уровня неселективных потерь, вызванных френелевскими потерями на отражение от торцов элемента, а также к дополнительным потерям на поглощение (около 3 – 4%) на длине волны 1937 нм. С одной стороны, высокие неселективные потери снижают общую эффективность генерации в режиме модулированной добротности, с другой стороны – способствуют повышению уровня инверсии в активной среде и, как следствие, приводят к генерации короткого высокоэнергетического импульса.

### *Генерационные характеристики $Tm:YAP$ лазера с ПЗ*

В режиме свободной генерации (без ПЗ) максимальная выходная мощность  $Tm:YAP$  лазера составляла около 2.5 Вт. Спектр генерации имел максимум на длине волны 1937 нм с шириной на полувысоте около 1 нм. Излучение представляло собой набор хаотичных во времени пичков длительностью 4 – 6 мкс.

Выходные характеристики тулиевого лазера с пассивным затвором  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  исследовались для трех значений пропускания выходного зеркала резонатора: 8%, 15% и 20%. На рис. 3 представлены частотно-временные параметры работы лазера в зависимости от тока накачки. Следует отметить, что ток накачки в данном случае прямо пропорционален средней мощности накачки.

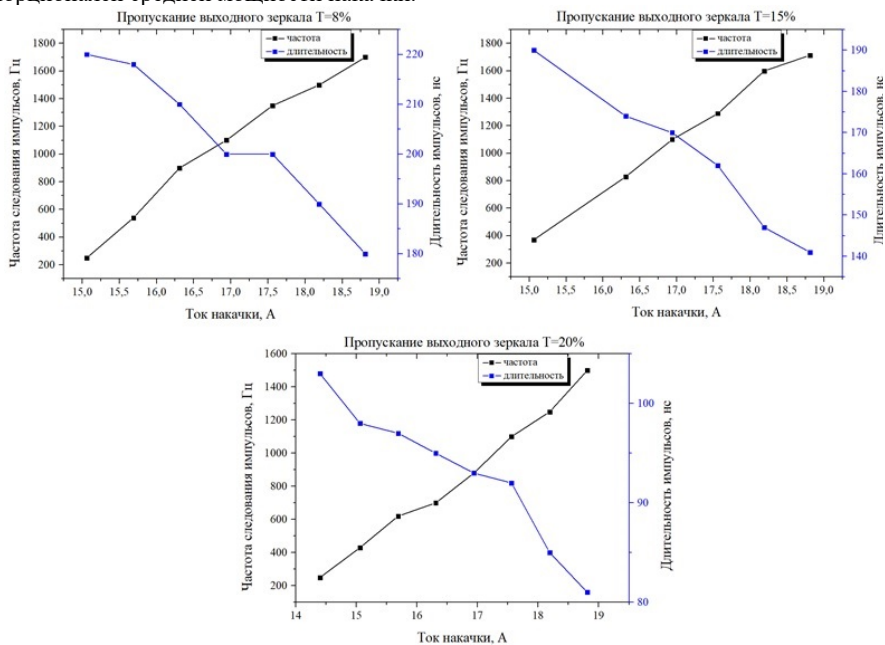


Рис. 3

Анализируя полученные результаты, можно отметить общую тенденцию – с увеличением уровня накачки происходит возрастание частоты следования импульсов генерации с одновременным сокращением их длительности. Как и ожидалось, импульсы минимальной длительности (до 80 нс) были получены при использовании выходного зеркала с наибольшим пропусканием на длине волны генерации.

Расчитанные на основании данных о средней мощности, длительности и частоте следования импульсов, величины энергии и мощности в импульсе в зависимости от тока накачки представлены на рис. 4.

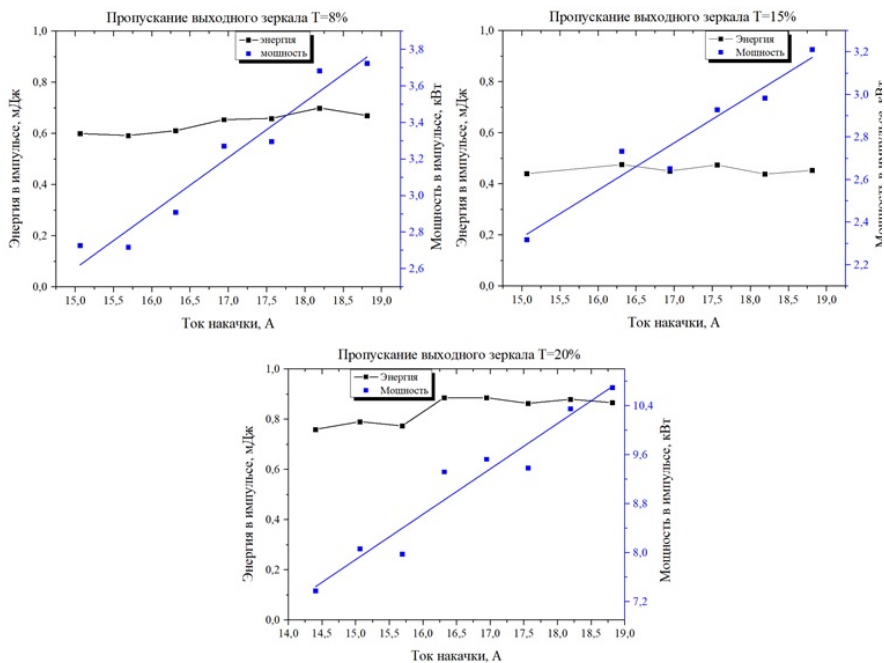


Рис. 4

Как видно из рис. 4 энергия, запасенная в импульсе генерации, остается практически неизменной при разных уровнях накачки. Подобная динамика лазера с пассивной модуляцией добротности отличает его от лазера с активной модуляцией добротности, для которого характерен пропорциональный рост энергии в импульсе с ростом уровня накачки.

В результате работы был создан  $Tm^{3+}$ :YAP лазер с пассивной модуляцией добротности на основе ПЗ  $Cr^{2+}$ :ZnSe. Максимальные энергия и мощность в импульсе генерации составили 0,9 мДж и 10,7 кВт при частоте следования порядка 1,5 кГц. Полученные результаты свидетельствуют о том, что тулиевый лазер с пассивным затвором на поликристалле  $Cr^{2+}$ :ZnSe может служить более простой и дешевой альтернативой лазерам с акусто-оптическим или электрооптическим модулятором добротности.

- [1] DeLoach L.D., Page R.H., Wilke G.D., Payne S.A., Krupke W.F. // IEEE J. Quantum Electron. 1996. Vol. 32, No. 6. P. 885.
- [2] Balabanov S.S., Gavrishchuk E.M., Ikonnikov V.B., Rodin S. A., Savin D.V. // Method for producing doped chalcogenide zinc. Russian Patent Application. 2014. RU 2 636 091 C1.

## АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА В ЗАДАЧАХ ГАЗОВОГО МОНИТОРИНГА

И.В. Лапшин, А.В. Маругин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) представляют собой униполярные инжекционные излучатели, работающие на внутризонных переходах и выполненные на основе квантоворазмерных гетероструктурных решеток [1, 2]. Диапазон рабочих длин волн этих излучателей перекрывает к настоящему времени практически всю область среднего ИК-диапазона, а возможность применения технологии распределенной обратной связи (DFB) позволяет надеяться на устойчивый одночастотный режим генерации в условиях импульсной накачки [3]. Колебательно-вращательные переходы простейших молекулярных соединений, представляющих интерес для количественного анализа, лежат в ближней и средней ИК-области спектра и могут быть зарегистрированы методом модуляционной спектроскопии с применением ККЛ в качестве источника накачки. При этом преимуществом лазерной спектроскопии среднего ИК-диапазона является наличие большого числа обертонов колебаний исследуемых газов, что позволяет подбором и перестройкой длины волны ККЛ легко отстроиться от мешающих спектральных линий.

Основной проблемой, решаемой при создании каскадных лазеров в рамках отечественного производства, является задача минимизации внутренних потерь и, соответственно, пороговых токов накачки при рабочей температуре  $T=300^{\circ}\text{K}$ . Существовавшие до последнего времени опытные образцы отечественных каскадных лазеров из-за высоких плотностей рабочих токов ( $5 - 10 \text{ кА/см}^2$ ) были способны работать только при криогенном охлаждении ( $T \sim 77 \text{ K}$ ), выявляя при этом значительный разогрев активной зоны (до  $30 - 50 \text{ K}$ ), что приводило в свою очередь к нестабильности спектральных характеристик излучателей. Использование преимуществ МОС-гидридной эпитаксии привело к появлению достаточно эффективных отечественных каскадных лазеров (производства ФТИ им. А.Ф.Иоффе) на гетероструктуре  $\text{InGaAs/AlInAs}$  ( $\lambda \approx 4,5 - 8 \text{ мкм}$ ), работающих при импульсной накачке при температурах, близких к комнатной [4]. Именно такие излучатели рассмотрены в данной работе как потенциальные источники зондирующего излучения в схемах лазерной абсорбционной спектроскопии.

В данной работе использовалась структура с активной областью с двухфононным опустошением на основе чередующихся слоев  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  (квантовая яма) и  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  (квантовый барьер), согласованных по параметру решетки с подложкой  $\text{InP}$  [4]. Толщины ям и барьеров квантового каскада составляли **2.4/2.4/2.6/2.1/2.6/1.8/2.7/1.6/2.9/1.7/3.1/2.5/4.4/1.2/5.2/1.2/5.3/1.0/1.7/4.3** нм. В процессе эпитаксиального роста гетероструктуры ККЛ на подложке  $\text{InP}$  n-типа были последовательно выращены  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  толщиной 0.5 мкм, активная область, состоящая из 50 квантовых каскадов, и тонкий слой  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  толщиной 5 нм. Лазерный резонатор типа Фабри-Перо формировался сколами граней.

Нами проведены исследования опытных образцов указанных каскадных лазеров и проанализированы основные параметры, определяющие эффективность их использования в качестве источника зондирующего излучения в схеме абсорбционного спектрометра, предназначенного для анализа газовых молекулярных соединений.

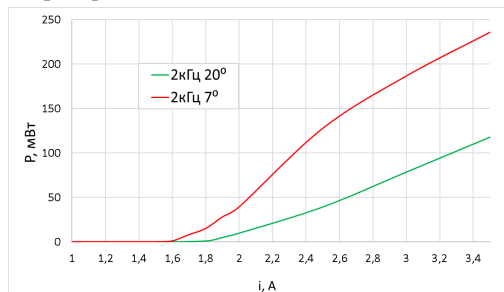


Рис. 1

уровнях внутренних оптических потерь.

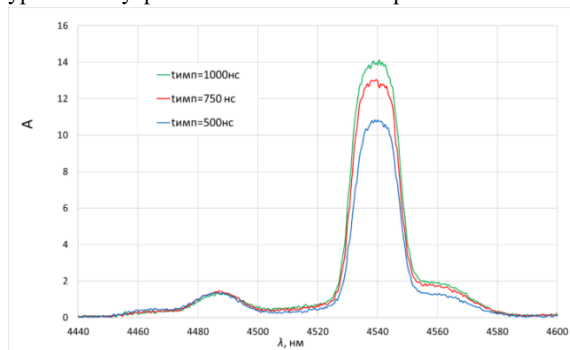


Рис. 2

проведенные спектральные измерения в условиях достаточного разрешения по спектру показывают наличие многочастотного спектра с межмодовым интервалом 1,0 нм. Как уже отмечено, особенностью существующих к настоящему времени каскадных лазеров среднего ИК-диапазона можно считать относительно высокий уровень пороговой плотности тока (несколько кА на см<sup>2</sup>). Относительно высокие значения токов накачки в пределах импульса тока (1,5 – 3 А) вызывают, таким образом, заметный разогрев образцов, что в свою очередь, приводит к свипированию частоты лазерной моды. Такой режим является вполне эффективным механизмом перестройки излучения, необходимой при создании на базе каскадного лазера модели спектрометра поглощения. Однако для формирования работоспособной схемы требуется количественное определение температурных зависимостей параметров, определяющих данный эффект.

На рис. 1 представлены ватт-амперные характеристики исследованных образцов, полученные в условиях импульсного режима генерации. Образцы каскадных лазеров выявили значения пороговых токов в диапазоне 1,3 – 1,7 А и уровни выходной мощности с грани до 300 – 500 мВт в импульсном режиме (100 нс, 5 кГц) с выходной дифференциальной эффективностью  $\sim 150$  мВт/А, свидетельствующей о минимальных расчетных

Спектр генерации одного из образцов представлен на рисунке 2. В условиях использованной методики измерений на основе дифракционного спектрометра с рабочей решеткой 150 штр/мм и последующим синхронным детектированием была получена и представлена на рисунке огибающая спектрального распределения излучения без разрешения отдельных мод. Тем не менее, про-

Для оценки влияния температурного режима на параметры излучения каскадных лазеров были исследованы осциллограммы импульсов излучения. Фотоотклик на лазерный импульс регистрировался приемником на основе КРТ-фотодиода с постоянной времени  $\tau \sim 20 \div 30$  нс. На рисунке 3 представлена осциллограмма оптического сигнала, соответствующая возбуждению каскадного лазера прямоугольными импульсами разной длительности (1000, 600 и 400 нс, соответственно).

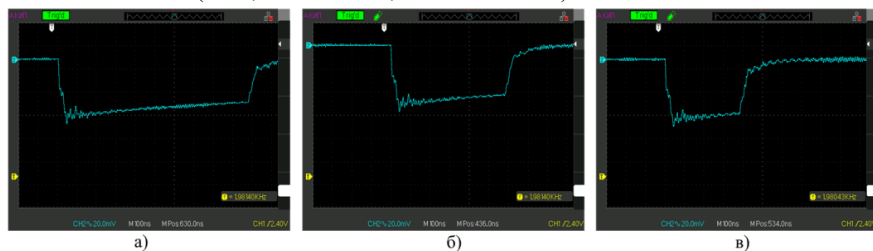


Рис. 3

Из приведенных осциллограмм видно, что возбуждение лазера токовым импульсом приводит к разогреву активного слоя, что выражается в медленном спадении оптического сигнала к концу импульса. Поскольку ток питания (за исключением переднего фронта) находится на постоянном уровне, спадание мощности можно интерпретировать как мгновенные изменения порогового тока излучателя из-за температурного сдвига. Известно, что температурная зависимость порогового тока в полупроводниковых квантоворазмерных лазерах аппроксимируется экспоненциальной зависимостью  $\sim \exp(T/T_0)$ , где параметр  $T_0$  для каскадных лазеров этого типа составляет  $\sim 150$  °К. Исходя из приведенных на рис. 3 осциллограмм мощности излучения, с учетом приведенной зависимости, можно утверждать, что наблюдаемый в пределах импульса рост порогового тока  $\Delta I_{пор} \approx 0.1$  А соответствует температурному разогреву  $\Delta T \approx 8 \div 10$  °К. Проведенные измерения показали, что на характер разогрева оказывает влияние только амплитуда рабочего тока, в то же время частота повторения импульсов не сказывается из-за достаточно высокой скважности. Такие соотношения параметров обеспечивают полное восстановление температуры излучателя в перерыве между импульсами, обуславливая долговременную устойчивость теплового режима лазера. Таким образом, определяющим фактором для эффекта разогрева активной области в условиях импульсной накачки являются условия теплоотдачи лазерной подложки, а рабочий диапазон температур и тип каскадного лазера сказываются в меньшей степени.

При использовании лазерных излучателей в качестве источника зондирующего излучения наиболее важной (помимо одночастотности спектра излучения) характеристикой становится скорость и диапазон температурной перестройки длины волны лазера в условиях импульсной накачки. Расчеты показывают, что при использовании длительности импульса накачки  $\tau \approx 1000$  нс сдвиг длины волны лазерной моды, вызываемый температурной зависимостью показателя преломления активного слоя, составит  $\Delta \lambda \approx 10$  нм. Такие величины диапазона свипирования частоты моды генерации в пределах одного импульса вполне достаточны для сканирования отдельной линии поглощения

колебательно-вращательного спектра газа с предшествующей более грубой подстройкой излучения на выбранную компоненту, например, за счет вариации рабочей температуры лазера. Если рассмотреть в качестве примера молекулу CO, имеющую вращательную комбинацию линий поглощения в диапазоне  $\sim 4,6$  мкм, соответствующей длине волны генерации исследованного нами лазера, то величина вращательной константы, определяющей спектральное расстояние между линиями поглощения в этом газе, составляет для этой молекулы величину, эквивалентную  $\sim 7$  нм [5]. При этом поглощение этой группы линий составляет  $\sim 4 \cdot 10^{-19}$  см<sup>-1</sup>/мол<sup>1</sup>·см<sup>2</sup>, что делает возможной регистрацию сигнала поглощения даже для зондирующего лазерного излучения с существенно меньшей интенсивностью, чем в нашем случае.

К сожалению, выявленная в ходе наших экспериментальных исследований многочастотность спектра генерации ККЛ не позволила реализовать наглядный эксперимент по регистрации поглощения в ячейке с указанным газом, однако проведенные исследования каскадных лазеров позволяют сделать вывод, что сочетание реализованной технологии выращивания структур данного типа с использованием распределенной обратной связи (DFB) приведет к реализации макета лазерного спектрометра с хорошей чувствительностью по концентрации анализируемого газа.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2021-012) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Faist J., Capasso F., Sivco D.V. et al // Science. 1994. Vol. 264. P. 553.
- [2] Андронов А.А., Гордин А.И., Зинченко Д.И. и др. // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8-9. С. 742.
- [3] Faist J., Gmachl C., Capasso F., Sirtori C., Sivco D. L., Baillargeon J. N. and Cho A. Y. // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 70. P. 2670.
- [4] Babichev A.V. et al. // Tech. Phys. Lett. 2017. Vol. 43. P. 666.
- [5] Zhang Q., Hu J., Wei Y. et al. // Photonics. 2023. Vol. 10, No. 95. P. 10.

## ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК И ПОЛУЧЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ НА КРИСТАЛЛЕ Yb:YAG

Н.Г. Захаров<sup>1)</sup>, В.И. Лазаренко<sup>1)</sup>, Е.В. Салтыков<sup>1)</sup>,  
А.С. Сафронов<sup>1)</sup>, Л.А. Данилова<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> Филиал МГУ г. Сарове

Данная работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты». Активный элемент представлял из себя кристалл с размерами 20\*10\*5 мм. Рабочие грани с размерами 20\*5 мм. Результаты экспериментов показали возможность эффективного использования Yb:YAG в качестве активной среды для создания высокоэффективных лазерных систем. Также в статье приводится описание методики проведения экспериментов, исследованных характеристик кристалла, полученных результатов и их анализа. В целом, эта работа может быть полезной для специалистов в области лазерных технологий и будет интересна всем, кто интересуется физикой кристаллов и их применением в научных и практических целях.

### **Введение**

В настоящее время лазеры с высокой средней мощностью, как импульсные, так и непрерывные, нашли применение не только в промышленности, медицине и телекоммуникациях, но и стали ключевым инструментом для проведения различных научных исследований в разных областях науки и техники [1]. Таким образом, твердотельный лазер на основе алюмо-иттриевого граната легированного трехзарядными ионами итербия Yb<sup>3+</sup> (Yb:YAG) с использованием диодной накачки, является перспективным типом лазеров.

При создании твердотельных лазеров высокой средней мощности основная проблема заключается в тепловыделении в активном элементе, что может приводить к негативным тепловым эффектам, включая деградацию свойств. Разработка лазеров высокой средней мощности требует решения данной проблемы. Уменьшение нагрева активного элемента в данной работе достигается путем применения, в схеме построения, подвижной активной среды.

### **Методика эксперимента**

Оптическая схема резонатора Yb:YAG лазера приведена на рис. 1. В качестве источника накачки использовалось непрерывное излучение диода с длиной волны  $\lambda_{\text{нак}} = 940$  нм. Активный элемент имел просветлённые полированные торцы и был закреплён через индиевую фольгу в медный радиатор, который перемещался через излучение накачки. Вращение кристалла Yb:YAG осуществлял электромотор с частотой  $\nu = 200 - 670$  об/мин, кристалл располагался на расстоянии 65 мм от оси вращения [2]. Пучок излучения диода накачки формировался в кристалле с помощью



коллиматора (1) из двух линз. Диаметр пучка излучения накачки в активном элементе  $\text{Yb:YAG}$  составлял  $\varnothing_{\text{нак}} = 1,4$  мм.

Резонатор был образован двумя зеркалами. Входное дихроичное зеркало (2) имело высокое отражением на длине волны генерации 1030 нм и пропускание накачки на уровне  $T = 97,6$  %. Выходное сферическое зеркало (3) с радиусом кривизны  $R = 300$  мм имело коэффициент отражения на длине волны генерации 1030 нм  $\rho \sim 70$  %, а на длине волны  $\lambda_{\text{нак}} = 940$  нм  $\sim 99$  %.

Диод накачки имел водяное охлаждение с температурой воды  $13$  °С, что позволяло иметь стабильную длину волны накачки  $\lambda_{\text{нак}} = 940$  нм при максимальном токе накачки.

### Результаты и обсуждения

#### Многомодовый режим, слэб №1

На рисунке 2 представлены зависимости мощности генерации от мощности накачки при разных частотах вращения активного элемента.

При частоте вращения активного элемента более 670 об/мин генерация отсутствовала. При частоте вращения 200-220 об/мин максимальный КПД составил  $\eta = 39,8$  %, с мощностью генерации 191,4 Вт. При частоте вращения 400-420 об/мин максимальный КПД составил  $\eta = 31$  %, с мощностью генерации 149 Вт. При частоте вращения 550-570 об/мин максимальный КПД составил  $\eta = 22$  %, с мощностью генерации 106,3 Вт.

#### Одномодовый режим, слэб №1

В данной схеме максимальная падающая мощность составила 412,6 Вт вместо 480,6 Вт.

Пучок излучения диода накачки формировался в кристалле  $\text{Yb:YAG}$  с помощью коллиматора состоящих из двух линз, коллимирующая линза  $f = 50$  мм и фокусирующая  $f = 60$  мм. Диаметр пучка излучения накачки в активном элементе  $\text{Yb:YAG}$  составлял  $\varnothing_{\text{нак}} = 1,2$  мм. На рисунке 3 представлена схема

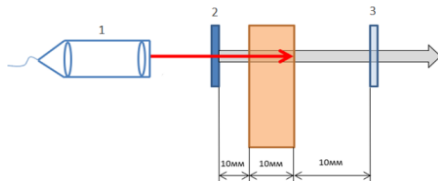


Рис. 1

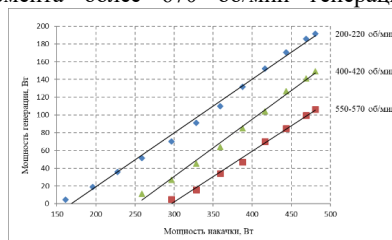


Рис. 2

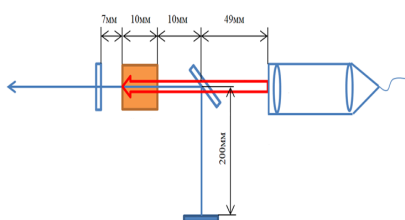


Рис. 3

накачки  $\text{Yb:YAG}$  лазера. Диаметр моды резонатора 0,8 мм.

На рисунке 4 представлены зависимости мощности генерации Yb:YAG лазера от падающей мощности накачки с разными добротностями резонатора. Выходные зеркала имели радиус кривизны  $R = 300$  мм с отражением на длине волны накачки  $\rho = 70\%$  и  $\rho = 50\%$ .

С зеркалом  $\rho = 70\%$  максимальный КПД составил  $\eta = 32,6\%$ , с мощностью генерации 134,6 Вт. С зеркалом  $\rho = 50\%$  максимальный КПД составил  $\eta = 24,2\%$ , с мощностью генерации 99,9 Вт.

#### Одномодовый режим, слэб №2 + слэб №3

В ходе экспериментов выяснилось следующее: слэб №1 имеет клиновидность рабочих поверхностей и при установке в пару к нему слэба №2 (в котором клин отсутствует) в настроенный резонатор удвоения выходной средней мощности не происходит, мощность увеличивается незначительно. Отдельно слэб №2 с отсутствующим клином показывает лучшие результаты, чем слэб №1. Соответственно описанные выше результаты могут быть лучше если использовать один слэб №2 (примерно на 15%). Слэб №3 тоже имеет клин, но он меньше чем у слэба №2. Принято решение установить пару слэбов №2 и №3.

На рисунке 5 представлена зависимость мощности генерации Yb:YAG лазера с двумя слэбами от падающей мощности накачки. Максимальный КПД составил  $\eta = 34,4\%$ , с мощностью генерации 142 Вт.

#### Заключение

Таким образом, в ходе экспериментов были получены следующие результаты для слэба №1: оптимальное значение допустимой частоты вращения составило 200-220 об/мин, при этом максимальный КПД составил  $\eta = 39\%$ , с мощностью генерации 191,4 Вт. В одномодовом режиме, при использовании зеркала  $\rho = 70\%$  максимальный КПД составил  $\eta = 32,6\%$ , с мощностью генерации 134,6 Вт. С зеркалом  $\rho = 50\%$  максимальный КПД составил  $\eta = 24,2\%$ , с мощностью генерации 99,9 Вт.

Так же представлены результаты для комбинации слэбов №2+№3. В одномодовом режиме максимальный КПД составил  $\eta = 34,4\%$ , с мощностью генерации 142 Вт.

Благодаря механическому удалению активной среды из области накачки и генерации, удалось достигнуть уменьшения ее нагрева, что существенно уменьшило влияние тепловых эффектов и повысило максимальный КПД.

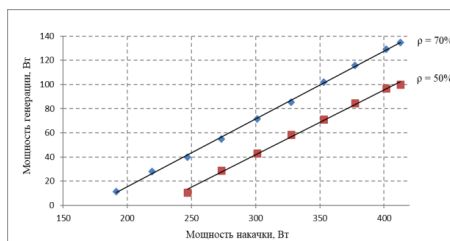


Рис. 4

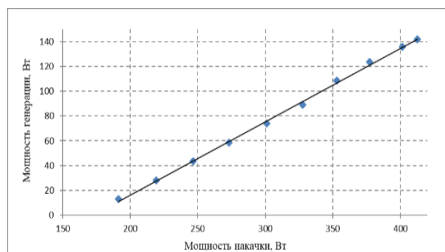


Рис. 5

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2021-012) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

[1] <https://ipfran.ru/files/293/2016-kuznetsov-diss.pdf>

[2] Moskalev I., Mirov S., Mirov M., Vasilyev S., Smolski V., Zakrevskiy A., Gapontsev V. // Optics Express. 2016. Vol. 24, No. 18. P. 21090.

Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»

Заседание секции проводилось 24 мая 2023 г.  
Председатель – А.В. Маругин, секретарь – К.Э. Сумачев.  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.