

Труды XXVIII 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.

КВАНТОВЫЕ КАСКАДНЫЕ ЛАЗЕРЫ INGAAS-INALAS В СХЕМАХ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ $ZnGeP_2$

Ф.Ю. Тихомиров, И.В. Лапшин, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Создание лазерных источников излучения в среднем ИК-диапазоне на сегодняшний день является весьма актуальной задачей ввиду небольшого количества систем, излучающих в этой полосе спектра. В данном спектральном диапазоне присутствует поглощение излучения на колебательно-вращательных переходах газовых соединений, в связи с чем источники излучения в этом диапазоне применяют в спектроскопии для определения состава молекулярных соединений. С другой стороны, излучение систем среднего ИК-диапазона может соответствовать полосам прозрачности атмосферы, поэтому освоение излучателей на такой длине волны представляет интерес для открытых протяжённых систем, таких как LIDAR или различных оптических систем связи. Также лазеры, излучающие в среднем ИК-диапазоне, применяются в медицине и военной технике.

Типичными вариантами лазерных систем, излучающих в среднем ИК-диапазоне, являются полупроводниковые квантово-каскадные лазеры (ККЛ) [1] и параметрические генераторы света (ПГС). В отличие от инжекционных лазеров, в ККЛ длина волны излучения определяется не шириной запрещённой зоны активной области, а толщиной потенциальных барьеров и шириной квантовых ям. При изготовлении ККЛ можно довольно легко изменять эти параметры, ввиду чего будет изменяться длина волны излучения. Этот факт делает такие лазеры очень перспективными источниками излучения для освоения новых диапазонов с помощью схем ПГС.

Целью данной работы было проведение анализа особенностей работы опытных образцов отечественных каскадных лазеров на полупроводниковой сверхрешетке InGaAs – InAlAs (ФТИ им. Иоффе, С.-Петербург) и оценка эффективности использования данного варианта излучателей в схеме ПГС на основе кристалла $ZnGeP_2$ для получения генерации в диапазоне 6 – 8 мкм или в схеме, использующей непосредственное прямое усиление излучения квантово-каскадного лазера ($\lambda \sim 4,6$ мкм) в ПГС на основе $ZnGeP_2$ с накачкой лазером Но:YAG.

Одним из самых популярных кристаллов, использующихся для нелинейных преобразований излучения в ближнем и среднем ИК-диапазоне является положительный кристалл $ZnGeP_2$. Он обладает большой нелинейностью и теплопроводностью, а также высокой лучевой прочностью. Также кристалл обладает хорошей прозрачностью в диапазоне от 2 до 8,5 мкм.

На предварительном этапе исследований был реализован эксперимент, в котором кристалл ZGP накачивали гольмиевым лазером, длина волны излучения которого равна 2,091 мкм [2]. Для данной волны накачки был найден угол синхронизма в кристалле ZGP и построен график зависимости длины выходных волн от угла между оптической осью кристалла и направлением излучения (см. рис. 1). Вертикальной

линией отмечен угол, под которым вырезан кристалл. В результате получилось добиться перестройки сигнальной волны в пределах 3,729 – 3,930 мкм с хорошими характеристиками самого пучка, холостой – 4,54 – 4,67 мкм. Пороговая интенсивность излучения накачки, при которой наблюдается ПГС, составила 637 кВт/см².

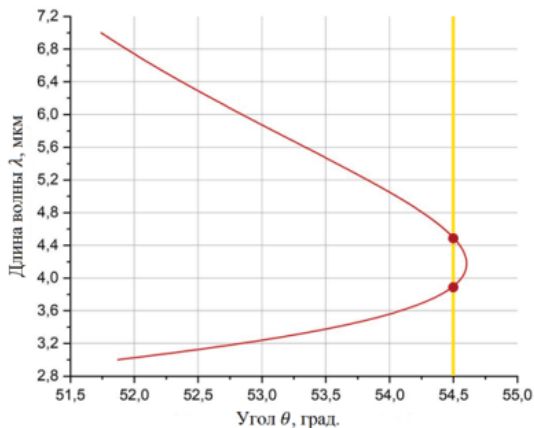


Рис. 1

Было проведено экспериментальное исследование излучательных характеристик ряда образцов отечественных импульсных ККЛ, генерирующих излучение в диапазоне 4,5 – 4,7 мкм. Лазер представлял собой сверхрешетку на последовательных каскадах, выращенных на структуре InGaAs – InAlAs, ширина активного слоя составляла 40 мкм, рабочий режим тока накачки и длительности импульса питания составлял от 0 до 5 А и от 50 до 500 мкс, соответственно. Акцент делался на изучении параметров, которые могут повлиять на эффективность его использования в схемах ПГС, в частности - на уровне пиковой мощности излучателя и на поляризационных характеристиках излучения. На рисунке 2 представлены выходные ватт-амперные характеристики ККЛ при разных рабочих температурах и типичный спектр излучателя. Результаты измерений показывают, что на данный момент отечественные лазеры харак-

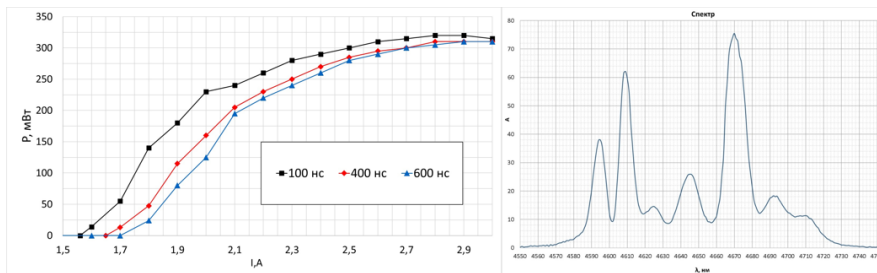


Рис. 2

теризуются как правило многомодовым спектром и относительно невысокими с точки зрения нелинейных преобразований уровнями мощности (порядка 300 мВт с каждой грани).

Для исследования поляризационных свойств излучателя был собран поляризатор, представляющий собой пару пластин ZnSe, расположенных под углом Брюстера по отношению к лазерному пучку. Проведенные нами расчеты показывали, что с учетом высокого значения коэффициента преломления для ZnSe в среднем ИК-диапазоне, значение угла Брюстера составляет $\sim 69^\circ$, а обеспечиваемая степень поляризации от системы из двух пластин составляет примерно 6:100, что вполне достаточно для проведения измерений с излучением использованных ККЛ. Проведенная предварительная калибровка сформированного поляризатора, выполненная на He-Ne – лазере, подтвердила наличие поляризационного эффекта данным элементом на уровне лучше 1:15. На рисунке 3 представлены измеренные значения степени поляризации излучения ККЛ при разных режимах питания. Можно утверждать, что наблюдаемые значения показывают наличие поляризации лазерного пучка ККЛ, близкой к линейной, особенно в области порога генерации. С другой стороны, исследованная конфигурация ККЛ с относительно широкой полоской активного слоя (40 мкм) приводит, по-видимому, как к расширению спектра излучения за счет появления семейства поперечных мод (кроме основной моды нулевого порядка), так и к соответствующему снижению степени поляризации в таком режиме генерации. Такого рода неконтролируемые изменения поляризации могут оказаться нежелательными факторами при использовании пучка излучения ККЛ при прохождении нелинейного

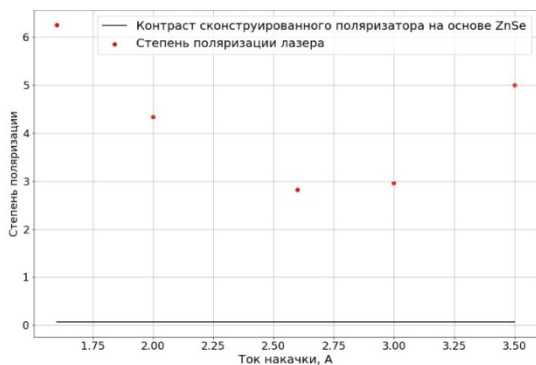


Рис. 3

кристалла ZnGeP_2 в схемах ПГС.

Пространственные параметры пучка излучения образцов ККЛ были исследованы с помощью прибора Ругосам III (камера диагностики пучка лазерного излучения). Пространственное разрешение данной системы составляет 100×100 мкм (размер пикселя в матрице), чувствительность элементов – не хуже 0,3 мкВт на пиксель.

На рисунке 4 представлена типичная картина пространственного поперечного распределения интенсивности ККЛ, полученная в результате обработки изображения пучка на приемной матрице измерителя. Размер каустики излучения w_0 после фокусировки линзой с фокусом 1,25 см рассчитывался из зависимости угловой дифракционной расходимости поперечного профиля пучка $\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}$ как функции расстояния до приемника. Оценки показывают, что при использовании короткофокусной коллимирующей оптики диаметр пучка в стяжке составляет 0,5 мм. При этом поперечная структура пучка оказалась близка к гауссовскому распределению по радиусу (см. рис. 4).

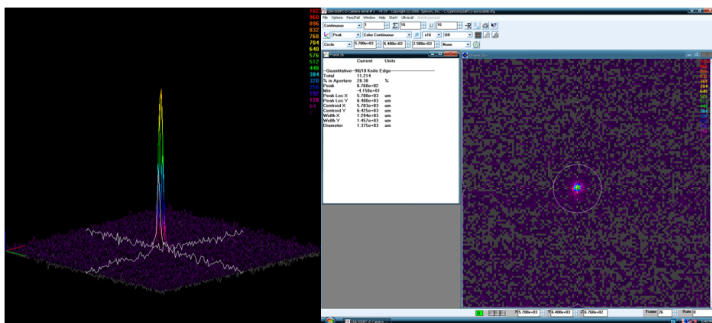


Рис. 4

Таким образом, при идеальной фокусировке каскадного лазера можно надеяться на реализацию пиковой интенсивности ≥ 240 кВт/см². Тем не менее, следует отметить, что такой уровень интенсивности гораздо меньше указанного выше порогового значения интенсивности в схеме ПГС на кристалле ZnGeP₂, продемонстрированный для накачки мощным Ho³⁺: лазером [3]. Это означает, что аналогичная схема ПГС, выполненная с применением возбуждения кристалла излучением каскадного лазера, на данном этапе не представляется осуществимой. Для реализации такого нелинейного преобразования требуется дальнейшее увеличение пиковой мощности излучения ККЛ как минимум в 2 - 3 раза при сохранении идеальной поперечной структуры пучка и высокой степени поляризации излучения.

Другое направление использования ККЛ в схемах ПГС включает возможность прямого усиления излучения лазера при использовании настройки исходной схемы ПГС с накачкой от гольмиевого лазера на частоту «холостой» волны, совпадающей со спектром ККЛ, продемонстрированное в работе [3]. При пропускании лазерного излучения ККЛ через отъюстированную соответствующим образом схему ПГС можно надеяться на реализацию прямого усиления мощности излучения в пределах спектральной линии ККЛ на один - два порядка, что, несомненно, является важным фактором, расширяющим возможности применения лазерного излучения в системах среднего ИК-диапазона.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Андронов А.А., Гордин А.И., Зинченко Д.И. и др. // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8-9. С. 742.
- [2] Мартынова О.В., Шахин Р., Курашкин С.В. и др. // Труды XXVII научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 15—25 мая 2023 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2023. С. 38.
- [3] Выскубенко О.Б., Гаранин С.Г., Захаров Н.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49, вып. 21.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СТЕКОЛ ZBLAN ДОПИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er^{3+}

А.В. Валентюк, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Допирование различных аморфных структур ионами редкоземельных металлов активно используется для создания активных сред для волоконных лазеров, а также для создания ретрансляторов в линиях оптоволоконной связи. Для инфракрасного диапазона часто используется стекло ZBLAN, допированное ионами Er^{3+} , ввиду широкой полосы пропускания данного соединения в этом диапазоне. Кроме того, эрбий обладает сильным переходом на 1,5 мкм, что позволяет использовать его в качестве ретранслятора в линиях оптической связи. Отдельный интерес представляет изучение возможности использования эрбия в качестве активной среды для волоконных лазеров в среднем инфракрасном диапазоне. Для того, чтобы оценить возможность создания инверсии населенностей на уровнях эрбия, требуется знать такие параметры, как вероятность спонтанного излучения, время жизни активных центров на уровнях и коэффициент ветвления. Однако, энергетическая структура редкоземельных металлов не позволяет рассчитать данные параметры теоретически, так как $n=5$ и $n=6$ заполненные электронные оболочки экранируют незаполненную $4f$ - оболочку от внешнего воздействия. Для решения данной проблемы Джадд и Офельт с помощью матричной алгебры предложили схему анализа для расчета вероятности спонтанного излучения с помощью так называемых параметров Джадда-Офельта, которые можно рассчитать с помощью регрессионного анализа и экспериментальных данных сечения поглощения [4].

Данная работа посвящена исследованию стекла ZBLAN, легированного ионами Er^{3+} с помощью анализа Джадда-Офельта и оценке данного соединения в качестве перспективной активной среды для лазерных систем.

Анализ Джадда-Офельта

Transition	λ, nm	A_{ED}, s^{-1}	A_{MD}, s^{-1}	A, s^{-1}	β	τ, mks
$^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	1533	59.3	39.5	98.8	1	10113
$^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$	2686	10.5	7.9	81.67	0.22	12240
$^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{3/2}$	976	63.27			0.77	
$^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	4629	0.55	1.17	96.12	0.018	10403
$^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	1739	21.42			0.22	
$^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{3/2}$	811	72.9			0.75	
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{3/2}$	3553	8.22		197.6	0.041	5060
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	1973	1.79			0.009	
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	1137	71.19			0.36	
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{3/2}$	653	116.4			0.58	
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4F_{7/2}$	3196	0.14		285.7	0.06	3539
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{3/2}$	1719	17.36			0.0005	
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	1239	8			0.02	
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	848	82.6			0.29	
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{3/2}$	548	179.3			0.61	
$^2H_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	795	69		2828	0.03	353
$^2H_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	522	2759			0.97	

Рис. 1

Для проведения анализа Джадда-Офельта были получены необходимые экспериментальные данные и рассчитаны спектры сечения поглощения для различных вариаций стекол ZBLAN. Далее, на их основе были составлены выражения для сил линий осцилляторов (характеристик переходов активных центров) [1]. С использованием языка программирования Python и библиотеки linalg, был реализован

регрессионный анализ, основанный на методе наименьших квадратов. Его результатом стал набор параметров Джадда-Офельта, с помощью которых были рассчитаны все искомые параметры среды. На рис. 1 приведены результаты вычислений отдельных переходов в ZBLAN 1% Er³⁺. Полученные значения рассчитанных параметров соответствуют результатам, приведенным в статье [3].

Экспериментальные результаты и обсуждение

Для измерения кинетики на эксперименте была предложена следующая схема (рис. 2)

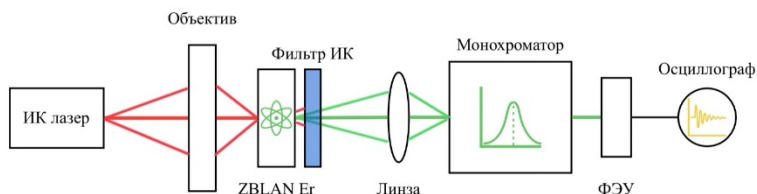


Рис. 2

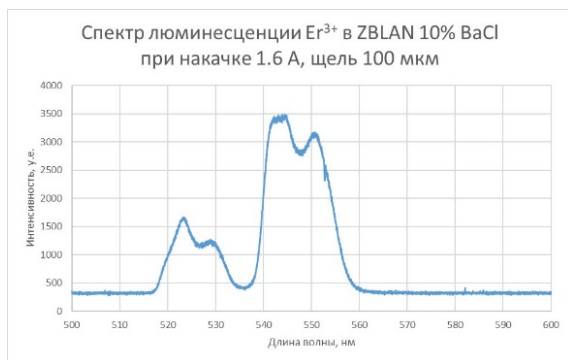


Рис. 3

Для накачки использовался полупроводниковый лазер на длине волны 980 нм, который оптимально попадал в пик поглощения эрбия. Явление ап-конверсии обеспечивало возбуждение на более высокие энергетические уровни, и люминесценция наблюдалась в видимой части спектра. В результате с помощью монохроматора был сняты спектры люминесценции (рис. 3), а на осциллографе измерены времена жизни на возбужденных уровнях. На спектре были видны два явных пика в районе зеленой части спектра, а также слабые пики в районе красной и синей части.

В импульсном режиме излучения лазера были получены осциллограммы люминесценции. С их помощью было измерено время жизни активных центров на уровне, характеризующееся временем спада люминесценции в e раз. Оно оказалось на 20%

меньше, чем время, определенное в результате проведенного нами анализа Джадда-Офельта.

Данный факт обусловлен тем, что теория Джадда-Офельта рассматривает только спонтанный механизм излучения и не учитывает безызлучательных процессов, которые всегда присутствуют. Примерами этих процессов могут быть взаимодействия с фононами матрицы, миграция ионов и их кросс-релаксация. Эти явления уменьшают время жизни активных центров.

Таким образом, сводная таблица времен жизни для соединений выглядит следующим образом (рис. 4).

Matrix/Energy level	${}^4I_{13/2}$	${}^4I_{11/2}$	${}^4I_{9/2}$	${}^4F_{9/2}$	${}^4S_{3/2}$	${}^4H_{11/2}$
ZBLAN	10.1 ms	12.2 ms	10.4 ms	5 ms	3.5 ms	0.3 ms
ZBLAN 10% $BaCl_2$	9.2 ms	10.4 ms	11 ms	4.4 ms	2.9 ms	0.3 ms
ZBLAN 10% $NaCl$	9.8 ms	11.3 ms	12.5 ms	4.9 ms	3.2 ms	0.3 ms
TWEL	1.9 ms	1.46 ms	1.42 ms	0.5 ms	0.4 ms	0.02 ms

Рис. 4

Выделены те переходы, на которых возможно реализовать инверсию населенностей, так как время жизни на более верхних уровнях больше, чем на нижележащих. Таким образом, при подборе накачки с целью обеспечить заселение верхних уровней и нивелировать эффект ап-конверсии (который будет паразитным в данном случае, так как будет уменьшать населенность верхних уровней), на данных переходах есть возможность создания аналогов трех или четырехуровневой схемы. Переходы между этими уровнями позволяют получить излучение на длинах волн 1.7 мкм, 2.7 мкм и 4.4 мкм. Однако, для более точной оценки возможности создания лазера на этих переходах требуется определить влияние безызлучательных процессов на скорость опустошения верхнего уровня, например, с помощью рамановской спектроскопии.

В итоге можно сделать вывод, что анализ Джадда-Офельта позволяет получить близкие к реальности значения основных параметров активной среды и с его помощью можно производить первичную оценку соединения для использования его в различных целях.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Walsh Brian M. // *Advances in Spectroscopy for Lasers and Sensing*. 2005. P. 403.
- [2] Carnall W.T. et al. // *Journal of Chemical Physics*. 1968. Vol. 49. P. 4424.
- [3] Piatkowski D., Mackowski S. // *Optical Materials*. 2012. Vol. 34, Iss. 12. P. 2055.
- [4] Judd B.R. // *Phys. Rev.* 1962. Vol. 127. P. 750.

РАЗРАБОТКА ОДНОЧАСТОТНОГО Cr:ZnSe ЛАЗЕРА В ИНТЕРЕСАХ ЛАЗЕРНОГО РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

**Н.Г. Захаров, В.И. Лазаренко, А.С. Сафронов,
Е.В. Салтыков, А.В. Правдынюк**

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Селективная лазерная фотоионизация атомов в парах металлов – эффективная технология промышленного производства изотопов, широко применимых в ядерной медицине для диагностики и лечения онкозаболеваний различного типа [1]. Традиционным инструментом лазерного разделения изотопов служат лазеры на красителях, генерирующие излучение в широком диапазоне видимого электромагнитного спектра. Но поскольку в части эксплуатационных характеристик лазеры на красителях существенно уступают твердотельным лазерам, то последние заменяют их при появлении возможной альтернативы. Так лазеры на красителях ближнего инфракрасного диапазона были практически полностью вытеснены титан-сапфировым лазером. Однако в видимой области спектра не существует твердотельных источников, перестраиваемых в широком диапазоне. Более того, не существует эффективных твердотельных источников, способных генерировать необходимое излучение за счет генерации второй гармоники.

На наш взгляд, решить поставленную задачу можно путем генерации четвертой гармоники излучения Cr:ZnSe лазера. Действительно, Cr:ZnSe / Cr:ZnS лазеры являются высокоэффективными устройствами как генерации, так и усиления излучения в спектральной области от 2 до 3 мкм [2], что позволяет перекрыть диапазон от 500 до 750 нм методом нелинейного преобразования. Для реализации указанного подхода необходимо создать задающий генератор на основе активной среды Cr:ZnSe, импульсно-периодическое излучение которого можно будет впоследствии усилить и преобразовать в видимый диапазон. Поскольку селективная фотоионизация изотопов возможна лишь одночастотным излучением, спектральная ширина которого ограничена лишь длительностью импульса, то при создании задающего генератора необходимо решить две проблемы: устранить стоячие волны в резонаторе, препятствующие генерации одночастотного излучения вследствие эффекта т.н. «выжигания дыр», и обеспечить селекцию излучения в широком спектральном диапазоне.

Стандартный подход, широко применяемый в непрерывных Cr:ZnSe лазерах, предусматривает использование дифракционной решетки в качестве одного из зеркал кольцевого резонатора. Оптическая схема непрерывного одночастотного Cr:ZnSe лазера [3] приведена на рисунке 1.

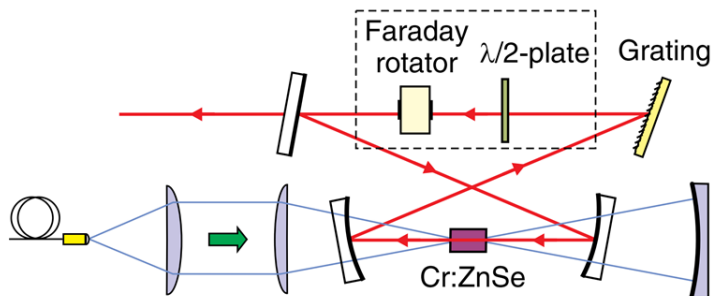


Рис. 1

На наш взгляд, указанная схема обладает некоторыми недостатками. Дифракционная решетка, даже при замене реплики на дорогой цельнометаллический элемент, будет ограничивать среднюю мощность излучения вследствие поверхностного тепловыделения. Кроме того, использование дифракционной решетки предполагает механическую селекцию длины волны излучения, что создает неудобства при эксплуатации. Изолятор Фарадея ограничивает энергию импульса излучения вследствие низкой лучевой стойкости.

Мы предлагаем использовать в качестве селективного элемента акустооптический фильтр (АОФ) на основе кристалла парателлуриата, позволяющий подстраивать длину волны излучения за счет изменения частоты подаваемого на пьезоэлемент напряжения, неподверженный нагреву и обладающий, по нашему опыту, высокой лучевой прочностью. Для устранения стоячих волн в резонаторе мы предлагаем использовать четверть волновые ячейки Погкельса [4], обеспечивающие круговую поляризацию излучения в активном элементе. Оптическая схема разработанного лазерного источника представлена на рисунке 2.

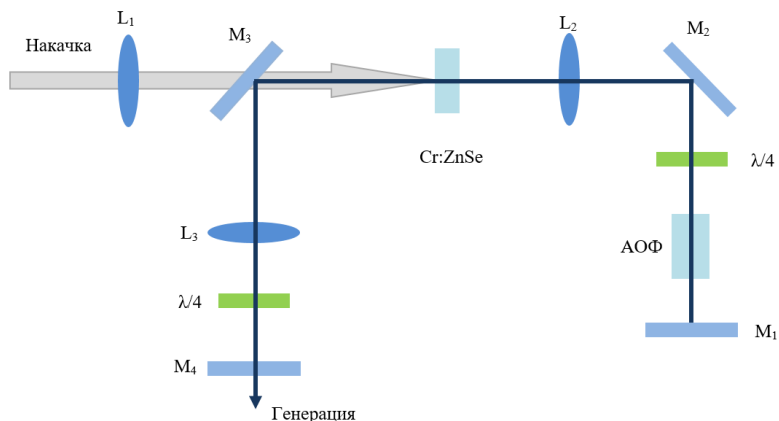


Рис. 2

В целях экспериментальной проверки предложенных технических решений был создан макет Cr:ZnSe лазера, который, впрочем, лишь частично соответствовал разработанной схеме, поскольку при его создании были использованы имеющиеся в наличии комплектующие. Так, в качестве источника накачки использовался непрерывный тулиевый волоконный лазер, генерирующий излучение с длиной волны $\lambda \sim 1,908$ мкм. АОФ и четверть волновые ячейки Поккельса были рассчитаны на работу в различных спектральных диапазонах и не могли быть использованы одновременно. Тем не менее, созданный макет позволил получить ряд экспериментальных результатов.

На рисунке 3 представлены спектры генерации Cr:ZnSe лазера при свободной генерации (без АОФ и ячеек Поккельса в резонаторе), с АОФ в резонаторе (без ячеек Поккельса) и с ячейками Поккельса (на месте АОФ в резонаторе размещалась пластинка ZnSe, расположенная под углом Брюстера). При свободной генерации ширина спектра составляла ~ 30 нм (спектр излучения представлен на рисунке 3 частично). В схеме с АОФ ширина спектра составляла ~ 1 нм, причем спектр излучения плавно перестраивался в зависимости от частоты подаваемого на пьезоэлемент напряжения. Измеренная ширина спектра в схеме с ячейками Поккельса составляла $\sim 0,5$ нм. Стоит отметить, что это соответствовало спектральному разрешению используемого прибора. При изменении управляющего напряжения спектр перестраивался скачками, более того хаотичные перестроения спектра наблюдались и при постоянном напряжении. Мы предполагаем, что в схеме с ячейками Поккельса, обеспечивающими круговое вращение поляризации в активном элементе, Cr:ZnSe лазер генерировал в одночастотном режиме, однако слабая спектральная селекция ячеек приводила к тому, что излучение хаотично перестраивалось с одной продольной моды резонатора на другую. Мы считаем, что одновременное использование АОФ и ячеек Поккельса в резонаторе позволит реализовать плавную перестройку одночастотного излучения.

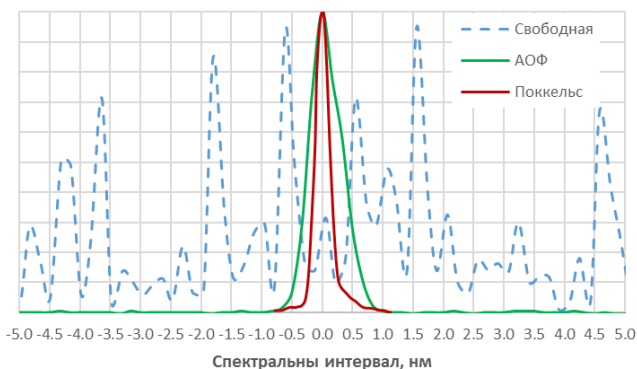


Рис. 3

На рисунке 4 представлены зависимости мощности излучения Cr:ZnSe лазера от мощности излучения накачки для трех режимов генерации.

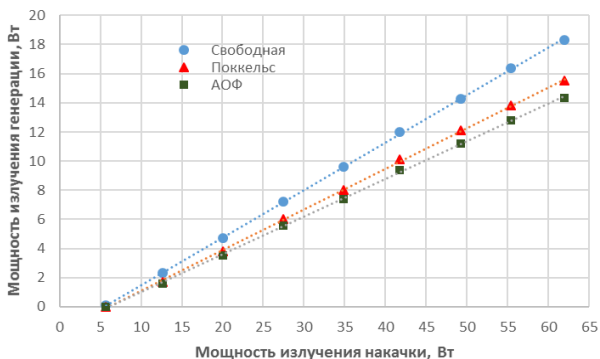


Рис. 4

Из графика видно, что в режиме свободной генерации Cr:ZnSe лазер генерирует излучение с дифференциальным КПД $\sim 32\%$. Внесение в резонатор АОФ и ячеек Погкельса приводит к снижению дифференциального КПД до значений $\sim 26\%$ и $\sim 28\%$, соответственно. Таким образом, внесение дополнительных элементов в резонатор приводит к приемлемому для задающего генератора снижению КПД генерации.

Представлена оптическая схема одночастотного импульсно-периодического Cr:ZnSe лазера, предназначенного для использования в установке для разделения изотопов путем генерации четвертой гармоники его излучения. Полностью электронное управление спектром генерации обеспечивается за счет внесения в резонатор оптических элементов с высокой лучевой прочностью: АОФ и четвертьволновых ячеек Погкельса. Представлены результаты экспериментов, демонстрирующие селекцию длины волны излучения с помощью АОФ, устранение эффекта «выжигания дыр» с помощью ячеек Погкельса при несущественном снижении КПД генерации.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] «Установка лазерного разделения изотопов для наработки весовых количеств ^{176}Yb ». АО «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований». Каталог продукции. https://www.triniti.ru/upload/cat_web1.pdf
- [2] Sorokina I.T. // In: Mid-Infrared Coherent Sources and Applications / Ed. M. Ebrahim-Zadeh and I.T. Sorokina – Dordrecht: Springer, 2007. P. 225.
- [3] Coluccelli N., Cassinero M., Laporta P., Galzerano G. // Opt. Lett. 2012. Vol. 37, No. 24. P. 5088.
- [4] Danilin R., Fedorov V., Martyshkin D., Gafarov O., Mirov S. // Opt. Express. 2023. Vol. 31, No. 8. P.12686.

ND:YAG ЛАЗЕР С АКУСТО-ОПТИЧЕСКИМ МОДУЛЯТОРОМ ДОБРОТНОСТИ ДЛЯ НАКАЧКИ MgO-PPLN КРИСТАЛЛА

О.Г. Кашуркин, С.В. Курашкин, О.В. Мартынова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Параметрический генератор света (ПГС) на кристалле MgO-PPLN позволяет получать излучение в диапазоне от 1,4 до 4,1 мкм с узким спектром и относительно высокой эффективностью. В данном диапазоне находятся области колебательно-вращательных переходов многих практически значимых молекулярных соединений, таких как углекислый газ, метан, аммиак и др. Благодаря малой расходимости излучения и возможности генерации в нескольких окнах прозрачности атмосферы, данный ПГС может использоваться в дальнометрии и системах беспроводной передачи данных. Наиболее подходящим источником для накачки MgO-PPLN является Nd³⁺:YAG лазер с длиной волны 1064 нм, работающий в режиме активной модуляции добротности.

Целью данной работы являлось разработка Nd³⁺:YAG лазера с акусто-оптическим модулятором добротности и оптимизация его характеристик для эффективной накачки MgO-PPLN кристалла.

Оптимизация генерационных характеристик Nd:YAG лазера

На рис. 1 представлена схема импульсно-периодического Nd:YAG лазера с акусто-оптическим модулятором добротности. Активный элемент (4) представлял из себя стержень 1%Nd³⁺:YAG диаметром 5 мм и длиной 20 мм с просветленными торцами, закрепленный в медный радиатор с активным охлаждением. Оптический резонатор был собран по классической L-образной схеме: (3) – дихроичное зеркало, глухое на 1064 нм и прозрачное на 808 нм; (5) – поворотное sp-зеркало, формирующее вертикальную поляризацию лазерного излучения, (7) – плоское выходное зеркало. Для накачки использовалась линейка лазерных диодов Coherent (1) мощностью до 30 Вт с волоконным выводом излучения. Излучение накачки фокусировалось в активном элементе в пятно диаметром 1 мм с помощью системы плоско-выпуклых линз (2). Импульсно-периодический режим работы лазера достигался за счет помещения внутрь резонатора акусто-оптического модулятора (АОМ) (6). Драйвер АОМ позволял регулировать частоту генерируемых лазерных импульсов от 1 до 30 кГц.

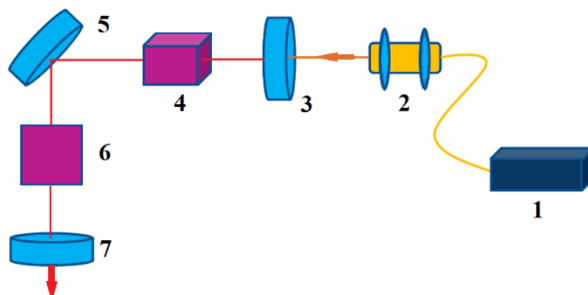


Рис. 1

Оптимизация резонатора проводилась с помощью подбора пропускания выходного зеркала, частоты следования импульсов и длины резонатора, обеспечивающих стабильную одномодовую генерацию при высокой выходной энергии. Наилучшее качество пучка и временная стабильность генерации были достигнуты при длине резонатора 20 см и частоте следования импульсов 10 кГц. Для данной конфигурации на рис. 2 представлена зависимость средней выходной мощности генерации от мощности одной линейки накачки для различных выходных зеркал.

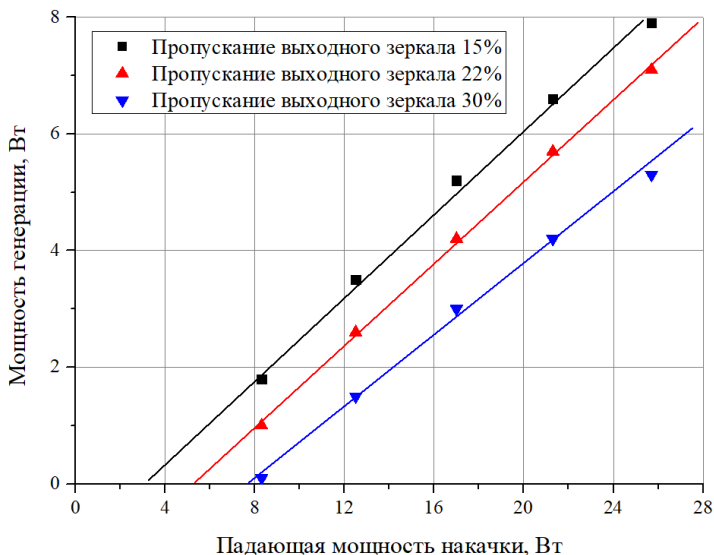


Рис. 2

Из рис. 2 видно, что наибольшая мощность генерации была достигнута при использовании плоского выходного зеркала с пропусканием 15% на длине 1064 нм. Лазерное излучение на выходе из резонатора имело преимущественно вертикальную поляризацию с эллиптичностью 20:1, а расходимость не превышала 0.2 мрад.

Важным параметром при разработке задающего лазера для ПГС, в частности на кристалле MgO-PPLN, является высокая энергия в импульсе. Известно, что при использовании АОМ длительность генерируемых импульсов зависит от рабочей частоты модулятора. На рис. 3 представлена измеренная в эксперименте зависимость длительности импульсов генерации от частоты следования.

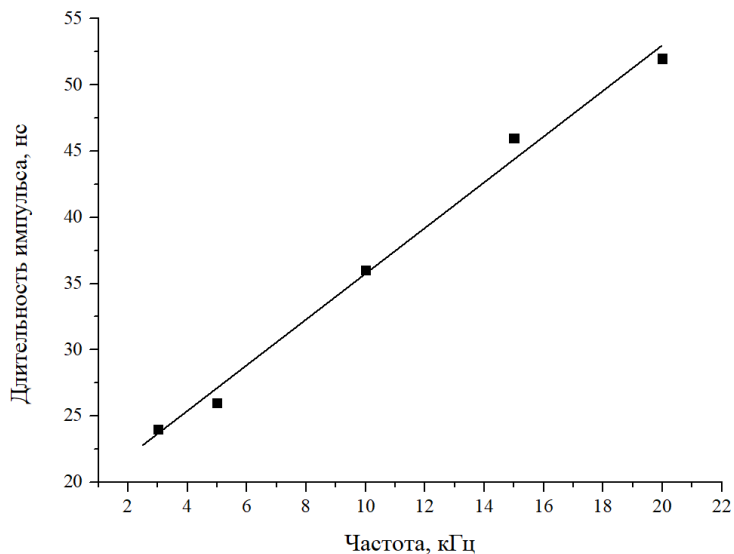


Рис. 3

Из рис. 3 видно, что длительность импульсов линейно растет с увеличением частоты следования, что делает режимы работы лазера с частотами более 10 кГц мало подходящими для накачки MgO-PPLN. При низких же частотах происходила сильная деградация средней выходной мощности, обусловленная в большей степени нежелательными термооптическими эффектами. Таким образом, наибольшей энергетикой обладают импульсы генерации Nd:YAG лазера при частотах от 3 до 10 кГц.

Созданный стендовый вариант импульсно-периодического Nd:YAG позволяет получать до 8 Вт средней мощности лазерной генерации при частоте следования импульсов до 10 кГц, что позволяет использовать его для эффективной накачки MgO-PPLN кристалла.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПГС НА КРИСТАЛЛЕ ZGP

Р.С. Петров, С.В. Курашкин, О.В. Мартынова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время для параметрической лазерной генерации в среднем ИК-диапазоне с высокой выходной энергией широко используется нелинейно-оптический кристалл дифосфида цинка-германия (ZnGeP_2 , ZGP). Нелинейная восприимчивость кристалла ZGP примерно в 160 раз больше ($d_{36} \sim 75$ пм/В) аналогичного показателя для кристалла KDP. Данный материал обладает высокой оптической прозрачностью в диапазоне 0.75 – 12 мкм, хорошей теплопроводностью и относительно высоким порогом лазерно-индуцированного повреждения. Указанные особенности позволяют надеяться разработать эффективный ПГС, перестраиваемый в диапазоне от 3 до 7 мкм, при использовании задающего лазера с длиной волны около 2 мкм.

Целью данной работы являлось изучение спектральных особенностей параметрической генерации на кристалле ZGP с $\text{Ho}:\text{YAG}$ лазером в качестве задающего источника.

Оптическая схема ПГС на кристалле ZGP

На рис. 1 представлена блок-схема экспериментальной установки ПГС на кристалле ZGP. В качестве задающего источника использовался $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ лазер, работающий на длине волны 2088 нм в режиме модуляции добротности, которая осуществлялась с помощью акустооптического модулятора ИТФ-ДРВ-68-40 с водяным охлаждением. Длительность импульсов составляла около 40 нс, при частоте следования 10 кГц. Кристалл ZGP, вырезанный под углом 54.5° к оптической оси, в форме прямоугольного параллелепипеда $5 \times 6 \times 20$ мм³ закреплялся на поворотном столике и помещался в плоскопараллельный оптический резонатор длиной 50 мм, образованный двумя дихроичными зеркалами. Излучение задающего лазера подавалось на кристалл через систему линз. Первая линза с фокусным расстоянием $F=180$ мм формировала коллимированный лазерный пучок, а вторая линза ($F=250$ мм) фокусировала лазерный пучок непосредственно на нелинейном кристалле. Диаметр перетяжки пучка накачки на кристалле составлял около 800 мкм. Для регистрации спектров ПГС использовался автоматизированный монохроматор МДР-41.

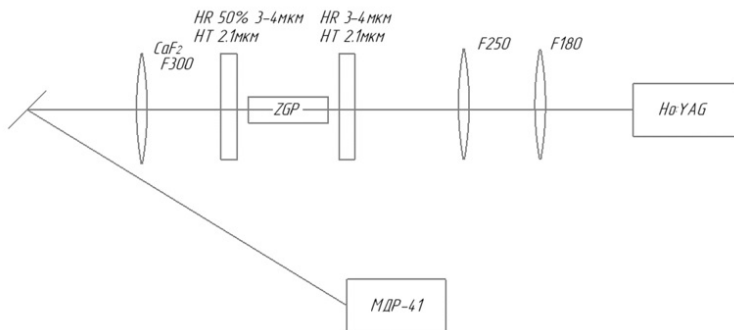


Рис. 1

Результаты и обсуждение

С помощью программного пакета Wolfram Mathematica была теоретически построена зависимость длин волн сигнальной и холостой волн в зависимости от угла синхронизма. Полученный результат представлен на рис. 2 (верхняя ветвь – холостая волна, нижняя ветвь – сигнальная волна).

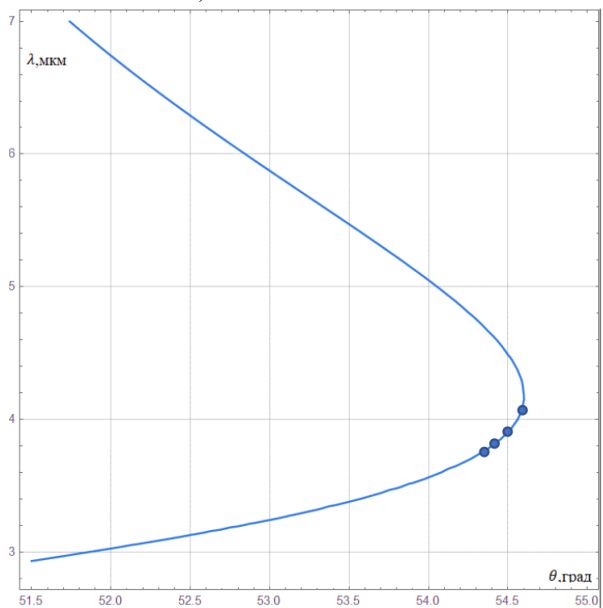


Рис. 2

Путём плавного поворота кристалла ZGP в горизонтальной плоскости была получена перестройка частоты сигнальной и холостой волн. На рис. 3 представлены типичные спектры сигнальной волны, полученные при различных угловых положениях нелинейного кристалла. В качестве детектора ИК-излучения на выходе монохроматора был установлен calorиметрический измеритель мощности Thorlabs S302C.

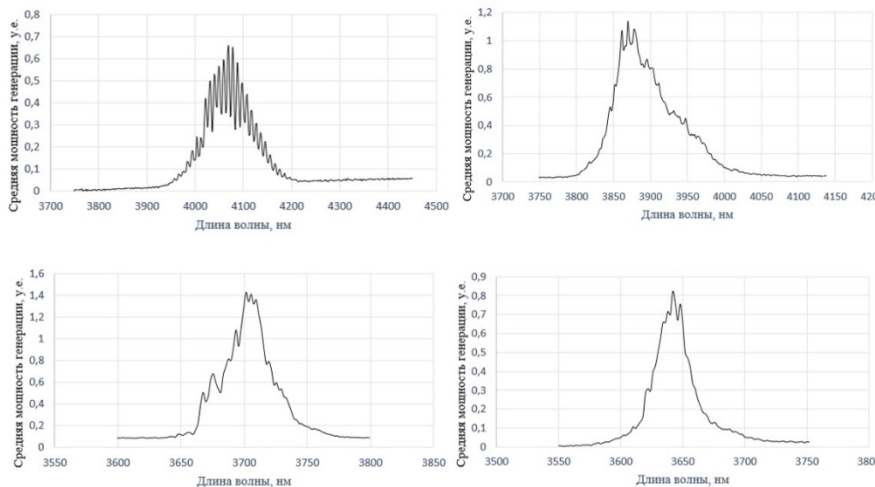


Рис. 3

Для достижения более узкой линии параметрической генерации внутрь резонатора был помещен селективный элемент в виде плоско-параллельной кремниевой пластинки толщиной 400 мкм. В данном случае пластинка должна была выполнять роль интерферометра Фабри-Перо (ИФП) с областью свободной дисперсии около 6 нм.

Результаты модификации формы спектра генерации представлены на рис. 4. Под цифрой (1) изображен спектр генерации без селективного элемента в резонаторе. Полная ширина спектра в этом случае составила более 300 нм, и была ограничена, главным образом, спектральными характеристиками зеркал резонатора. Под цифрами (2, 3, 4) изображены спектры, полученные с кремниевой пластинкой в резонаторе при различных угловых положениях. Следует отметить, что с изменением положения пластинки в резонаторе, изменяется ее оптическая толщина и, следовательно, область свободной дисперсии ИФП. Расстояние между спектральными максимумами во всех случаях составляло около 60 нм. Данный экспериментальный результат не коррелирует с теоретическими прогнозами при использовании кремниевго ИФП, что требует проведения дальнейших исследований возможности спектральной селекции излучения ПГС на кристалле ZGP.

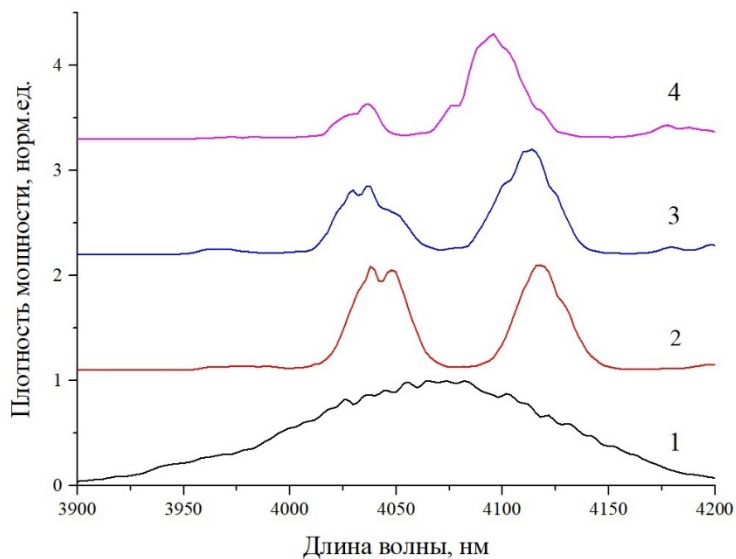


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. Handbook of nonlinear Optical Crystals – Berlin: Springer-Verlag, 1995, 430 p.
- [2] Анохов С.П., Марусий Т.Я., Соскин М.С. Перестраиваемые лазеры – М.: Радио и связь, 1982, 360 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АП-КОНВЕРСИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КЕРАМИКЕ $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ $\text{Tm}^{3+}:\text{YAP}$ - ЛАЗЕРА

Д.Н. Урнов, К.Э. Сумачев, А.П. Савикин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Современные лазерные системы используются и оказывают существенное влияние на развитие различных областей науки и технологий, таких как оптика, медицина, производство и исследования материалов. Определение оптических параметров лазерного пучка, таких как его интенсивность, форма, размер и положение фокуса, является ключевым фактором для оптимизации работы таких систем.

В последнее время все большую популярность приобретает использование ПЗС-камер для измерения различных параметров лазерного пучка. ПЗС-камеры применимы для высокоточных измерений и снимков, позволяя получать точные данные о лазерном пучке с высоким разрешением и скоростью, а также использовать цифровые способы обработки полученных данных. Явление ап-конверсионной люминесценции позволяет использовать различные матрицы, легированные ионами Ho^{3+} , для преобразования излучения в области длин волн 1,9-2,1 мкм в спектральный диапазон чувствительности ПЗС-камер с целью измерения пространственных характеристик лазерного пучка [1, 2].

В данной работе предлагается метод измерения расходимости пучка и качественная оценка распределения интенсивности профиля излучения $\text{Tm}^{3+}:\text{YAP}$ - лазера с длиной волны $\lambda=1,94$ мкм посредством преобразования ИК излучения в видимый диапазон спектра в керамике $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$ и регистрацией преобразованного излучения с помощью камеры-ПЗС.

Схема эксперимента

Для проведения эксперимента использовалась две камеры. Камера с ПЗС матрицей Pulnix TM-7CN имеет следующие характеристики: разрешение сенсора 768×494 пикселей, размер пиксела 8,4×9,8 мкм, соотношение сигнал/шум более 50 дБ и динамический диапазон — 67 дБ. Камера Basler acA2500-14gm с КМОП матрицей имеет: разрешение сенсора 2592×1944 пикселей, размер пиксела 2,2×2,2 мкм, соотношение сигнал/шум — 38,3 дБ и динамический диапазон — 60,3 дБ. Экспериментальная схема измерительной установки изображена на рис. 1.

В качестве источника излучения использовался $\text{Tm}^{3+}:\text{YAP}$ - лазер (1) с диодной накачкой, излучающий на длине волны 1,94 мкм в стационарном режиме генерации с выходной мощностью до 3 Вт. С помощью собирающей линзы (2) с фокусным расстоянием 100 мм пучок излучения фокусировался на образец керамики LiYF_4 (3), визуализирующий лазерный пучок. Образец располагался перпендикулярно направлению лазерного пучка. Вследствие явления ап-конверсии в керамике LiYF_4 лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 1,94$ мкм преобразовывалось в люминесценцию в видимом диапазоне спектра. С помощью собирающей линзы (4) с фокусным расстоянием 120 мм выполнялся перенос изображения пучка в образце на матрицу ПЗС-камеры (5), затем на

экране компьютера (6) формировалось изображение, которое представляло собой распределение интенсивности в двух перпендикулярных друг другу сечениях x и y .

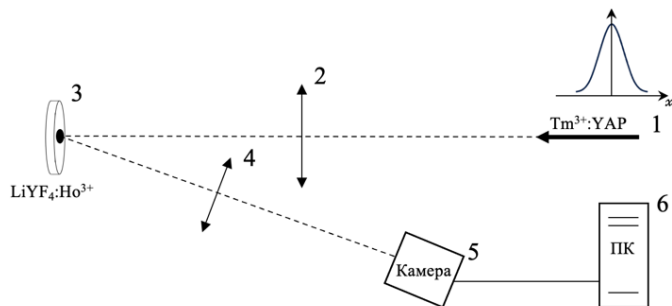
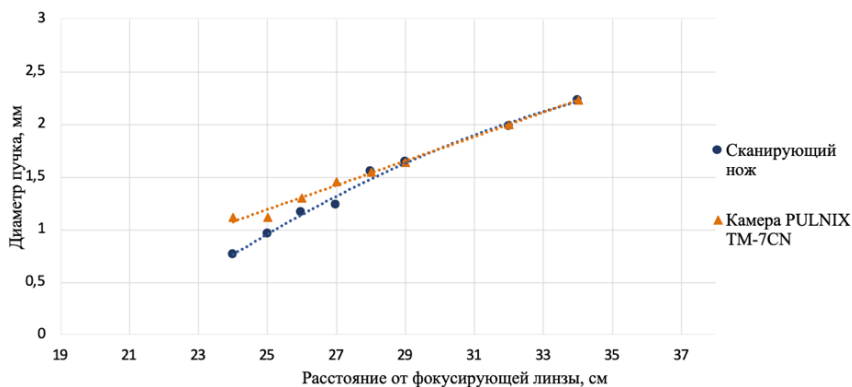


Рис. 1

Результаты и обсуждение

В качестве опорных, проверочных значений параметров лазерного излучения были измерены диаметры лазерного пучка методом сканирующего ножа (или метод движущихся границ). Сканирующий нож использовался, чтобы обрезать пучок перед фиксированным приемником, который измеряет мощность прошедшего излучения. Ширина пучка измерялась по двум положениям границы среза, которые определялись 84% и 16% прохождением мощности.

Зависимость диаметра лазерного пучка от расстояния до линзы представлен на рисунке 2.



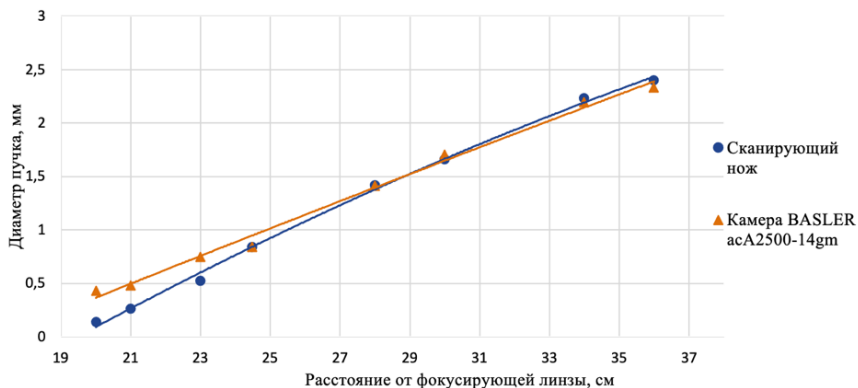


Рис. 2

Из полученных измерений видно, что камера Pulnix TM-7CN при диаметре пучка $\geq 1,24$ мм и камера Basler acA2500-14gm при диаметре $\geq 0,6$ мм обеспечивают измерение диаметра пучка с хорошей точностью. На рисунке 3 представлена перетяжка $Tm^{3+}:YAP$ – лазера, измеренная с учетом ограничения по точности измеряемого диаметра. Использовалась собирающая линза с фокусным расстоянием 300 мм, фокусирующая излучения на поверхность керамики.

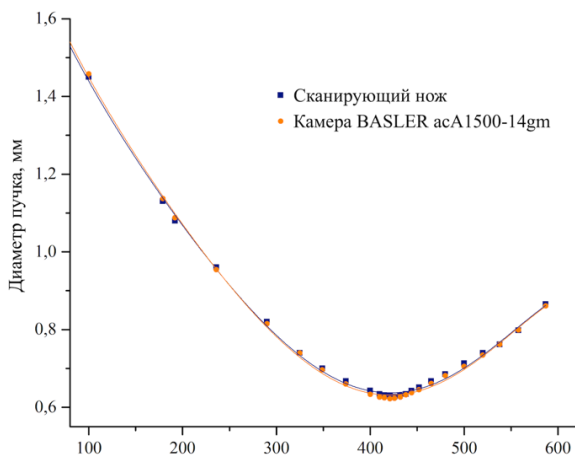


Рис. 3

Расходимость лазерного излучения при измерении с помощью камеры составила 2,3 мрад и совпала со значением, измеренным методом движущего резкого края.

Преимуществом использования камер для определения пространственных характеристик лазерного излучения, в сравнении с механическими методами, является возможность увидеть структуру профиля пучка в поперечном сечении в 2 двух проекциях. На рисунке 4 представлен профиль пучка в двух перпендикулярных друг другу сечениях x и y .

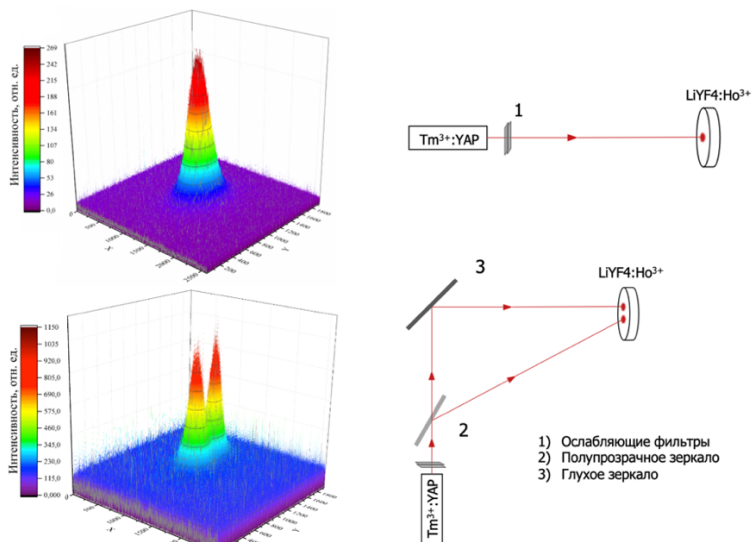


Рис. 4

Заключение

Таким образом, с использованием ПЗС-камеры, предложенным методом, была измерена расходимость излучения $Tm^{3+}:YAP$ - лазера с длиной волны генерации 1,94 мкм путем визуализации в керамике $LiYF_4:Ho^{3+}$, а также показана возможность качественной оценки распределения интенсивности пучка в поперечном сечении.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0003) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Савикин А.П., Перунин И.Ю., Курашкин С.В., Будруев А.В., Гришин И.А. // Оптика и спектроскопия. 2018 Т. 124, № 3. 312 с.
[2] Сумачев К.Э., Шарков В.В., Савикин А.П., Гришин И.А. // Оптический журнал. 2020. Т. 87, № 05. 13 с.

АЛЕКСАНДРИТОВЫЙ ЛАЗЕР ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ

Р. Шахин^{1,2)}, А.П. Савикин^{1,2)}, О.Н. Еремейкин²⁾, А.С. Егоров²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ООО «Мелситек»

Введение

Александритовые лазеры находят применение в ряде областей эстетической медицины: эпиляция, коррекция пигментных пятен и удаление татуировок, лечение сосудистых патологий, удаление невусов Ота и др. Излучение александритового лазера воздействует на биологические ткани по принципу селективного фототермолиза. Это означает, что лазерный импульс активно поглощается клетками, содержащими меланин – пигмент, присутствующий в коже и волосах. При этом воздействие оказывается только на целевую область, без повреждения окружающих тканей.

Целью данной работы являлось создание рабочего прототипа александритового лазера с ламповой накачкой с выходной энергией более 100 Дж при длительности импульса 5 мс и системы доставки излучения для выполнения медицинских процедур.

Особенности конструкции александритового лазера

Активным элементом александритового лазера служит кристалл $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ в виде стержня, помещенный в двухламповый квантрон с активным водяным охлаждением. Источником возбуждения служат мощные импульсные ксеноновые лампы-вспышки, питаемые от батареи конденсаторов с запасенной электрической энергией около 3 кДж. Лазерный стержень и лампы располагаются как можно ближе друг к другу, а в качестве отражателя используется мелкодисперсный порошок сульфата бария с очень высоким показателем диффузного отражения. Негативное влияние ультрафиолетовой составляющей излучения ламп накачки практически полностью устраняется за счет использования легированного ионами церия кварцевого стекла в колбах ламп и конструкции квантрона. Зеркалами оптического резонатора служили диэлектрические покрытия с частичным и полным отражением на длине волны 750-760 нм, нанесенные на торцы лазерного стержня, что с одной стороны упрощало конструкцию и юстировку лазера, а с другой – приводило к высокой расходимости генерируемого лазерного излучения (около 40 мрад).

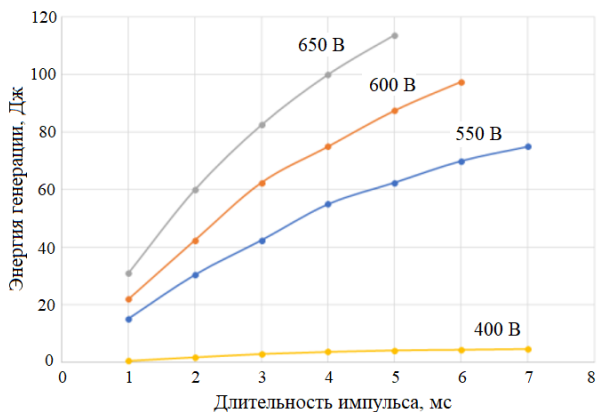


Рис. 1

На рис. 1 представлено семейство зависимостей энергии генерации от длительности импульсов накачки для различных значений разрядного напряжения. Максимальная энергия генерации 110 Дж была достигнута при длительности импульса 5 мс и напряжении разряда 650 В.

Следует отметить, что время жизни верхнего лазерного уровня и эффективное сечение излучения в александрите сильно зависят от температуры. С целью увеличения эффективности генерации экспериментально была измерена зависимость выходной энергии квантрона от температуры воды (рис. 2).

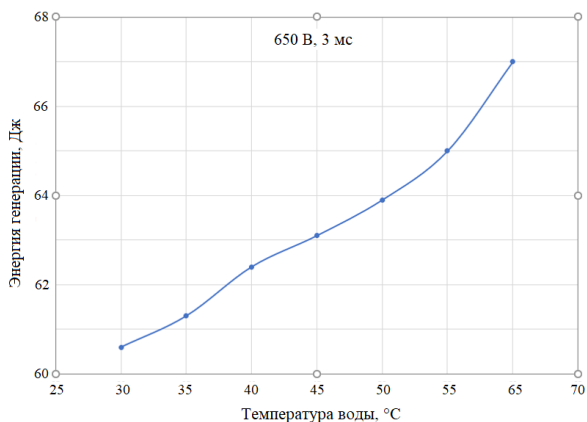


Рис. 2

Исходя из накладываемых ограничений на температуру эксплуатации элементов системы охлаждения и квантрона, а также разумного времени ожидания для выхода на рабочий режим, температура воды стабилизировалась на отметке 55 °С.

Система формирования Flat-Top профиля пучка

При проведении косметологических процедур с помощью александритового лазера крайне важно, чтобы поперечное сечение лазерного пучка имело квадратную форму, а распределение интенсивности было как можно более равномерным (Flat-Top пучок). Кроме того, для удобства работы оператора и возможности лазерной экспозиции труднодоступных участков тела важна гибкость системы доставки излучения. Необходимая для этих целей оптическая система на основе оптического волокна, кварцевой прямоугольной призмы $70 \times 5 \times 5$ мм³ и линзовой системы формирования изображения была смоделирована в среде разработки Zemax и успешно испытана. На рис. 3 представлены результаты моделирования поперечного профиля пучка александритового лазера в рабочей плоскости устройства. Разработанные манипулы позволили сформировать квадратные профили лазерного пучка размером 10×10 мм² и 18×18 мм².

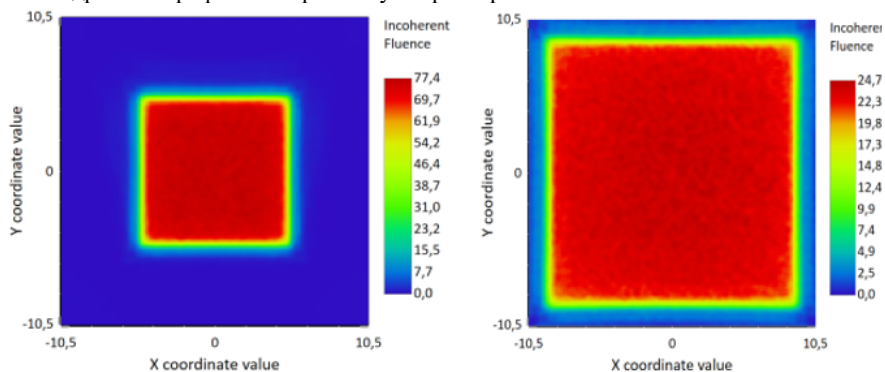


Рис. 3

СГЛАЖИВАНИЕ НЕОДНОРОДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ В ШИРОКИХ ПУЧКАХ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Д.Е. Киселев^{1,2)}, И.В. Яковлев²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Большинство сверхмощных фемтосекундных лазеров используют метод СРА [1] или ОРСРА [2], ключевым элементом которых является компрессор на дифракционных решетках [3]. Традиционно применяется компрессор Трейси [4] с двумя парами параллельных решеток. Последняя четвертая решетка оказывается наиболее уязвимой к лазерному воздействию, так как фемтосекундные импульсы имеют более низкий порог пробоя, чем наносекундные. Более того “горячие точки” в лазерном пучке, вызванные дефектами оптики перед компрессором, ограничивают максимальную энергию излучения, требуя снижения энергии импульсов ниже порога оптического пробоя в этих точках.

В данной работе для решения проблемы пространственной модуляции интенсивности лазерного пучка предлагается использовать асимметричный неплоский однорешеточный компрессор chirпированных импульсов [6].

Схема эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Ti:sapphire лазер мог работать как в режиме генерации фс импульсов, так и в непрерывном режиме (CW). В фемтосекундном режиме лазер генерировал импульсы излучения с центральной длиной волны 905 нм и со спектральной шириной по полувысоте около 40 нм. Выходящий из лазера пучок расширялся телескопом и проходил через диафрагму диаметром 4 мм, которая обеспечивала квазиоднородный профиль пучка. Положение диафрагмы подбиралось таким образом, чтобы распределение интенсивности за диафрагмой оставалось равномерным и практически неизменным. Далее пучок направлялся в компрессор.

Компрессор был однорешеточным аналогом четырехрешеточного компрессора лазерной системы PEARL [7]: угол падения на решетку $\alpha = 43^\circ$, плотность штрихов $N = 1200$ штрихов/мм, расстояние между решетками по нормали $L = 135$ см. Конфигурация с использованием вертикального уголкового отражателя (ВУО) в компрессоре соответствует компрессору Трейси, в котором излучение распространяется в плоскости, перпендикулярной штрихам решетки, а пары решеток идентичны. Схема однорешеточного компрессора очень удобна для перенастройки ее в несимметричную схему, когда направление пучка на обратном проходе либо с помощью расстройки ВУО, либо с помощью дополнительного плоского зеркала М5 можно отклонить от направления, соответствующего симметричной схеме.

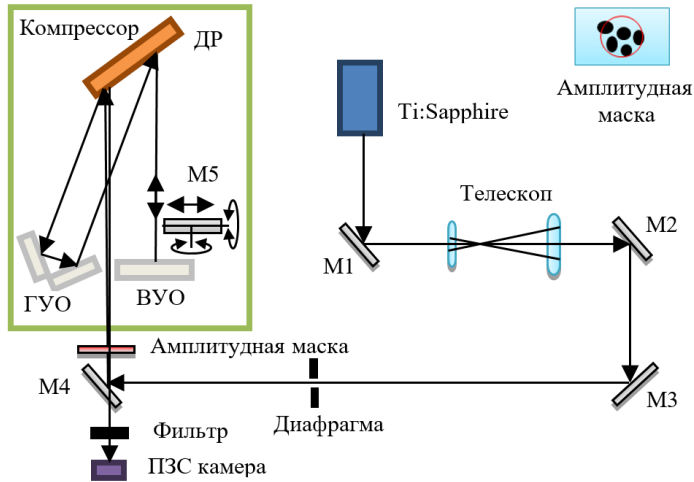


Рис. 1

Вместо ВУО мы использовали зеркало М5, отражающее пучок назад в горизонтальной плоскости на третий «удар» о дифракционную решетку, но под углом в вертикальной, что обеспечивало ненулевой угол между падающим и отраженным лучом от плоского зеркала: $\gamma_3 \neq 0$. На рисунке 2 приведены изображения пучков, прошедших как симметричный компрессор (рис. 2а), так и несимметричный компрессор (рис. 2б-2д).

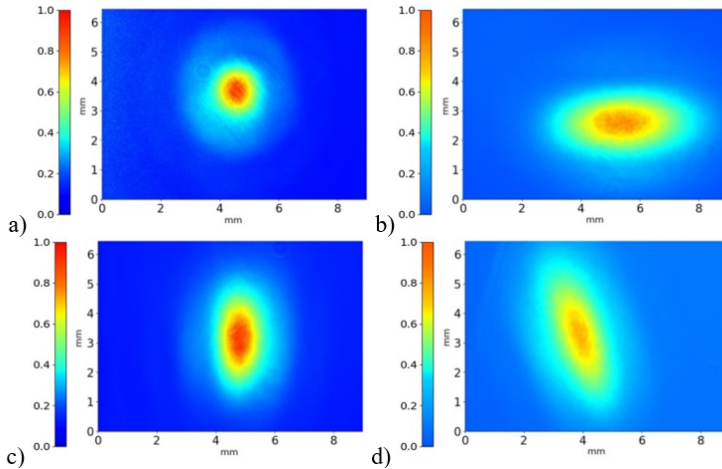


Рис. 2

На рис. 2а пучок круглый, пространственная дисперсия отсутствует. В фс режиме пучок расплывается в направлении, в котором нарушена симметрия компрессора (рис. 2b-2d) [6], [8]: в горизонтальном при $\gamma_3 = 0$, вертикальном при $\gamma_3 = 1.77^\circ$ и в диагональном при $\gamma_3 = 1.85^\circ$. Длина пробега пучка от диафрагмы до ПЗС-камеры составляла величину более 6.5 метров. Важно отметить, что эта длина пробега соответствует параметрам реального компрессора PEARL.

Эксперименты с нерегулярной случайной маской

На практике пространственное распределение интенсивности в пучке носит нерегулярный, зачастую случайный характер. Для исследования эффективности сглаживания пучка компрессором мы внесли в пучок нерегулярную амплитудную маску. Она представляла собой прозрачную стеклянную пластинку с нанесенными на нее в случайных местах несколькими непрозрачными точками диаметром 0,5-1 мм (см. рис. 1). В результате на выходе симметричного компрессора профиль пучка представлял собой нерегулярную структуру, как при непрерывном (рис. 3а), так и при фемтосекундном режимах генерации лазера. На рисунке 3b-3с показаны профили пучка для асимметричного компрессора в фемтосекундном режиме при $\gamma_3 = 0.66^\circ$, 0.8° , 1.11° .

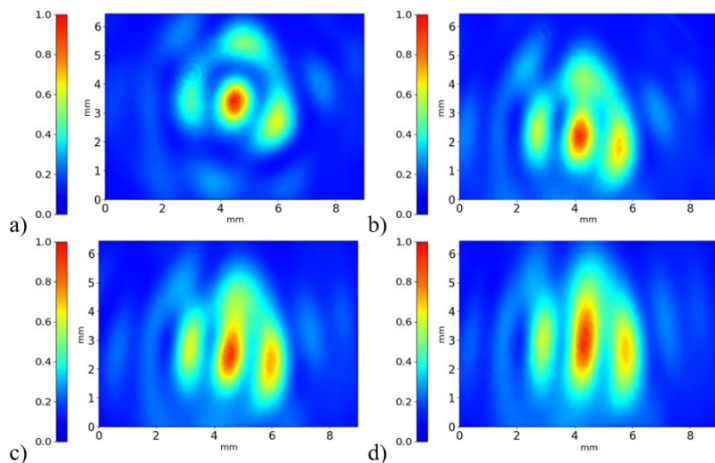


Рис. 3

На рис. 3b – 3с хорошо виден эффект размывания неоднородностей вдоль оси y при увеличении угла γ_3 .

Заключение

Выполнена серия экспериментов по исследованию сглаживания неоднородного лазерного пучка. Неоднородность создавалась с помощью амплитудной маски, расположенной перед компрессором, которая создавала нерегулярную структуру

флуктуаций. Экспериментально продемонстрировано сглаживание лазерного пучка в несимметричном компрессоре. Симметрия нарушалась за счет разных углов наклона плоского зеркала в горизонтальной плоскости, в вертикальной плоскости и в обеих плоскостях одновременно. Показана перспективность использования несимметричного в вертикальной плоскости компрессора, отличающегося от симметричного только тем, что угол падения на последнем проходе в вертикальной плоскости $\gamma_3 \neq 0$.

- [1] Strickland D., Mourou G. // *Optics Communications*. 1985. Vol. 56. P. 219.
- [2] Piskarskas A., Stabinis A., Yankauskas A. // *Sov. Phys. Usp.* 1986. Vol. 29. P. 869.
- [3] Yakovlev I.V. // *Quantum Electronics*. 2014. Vol. 44. P. 393.
- [4] Treacy E.B. // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1969. Vol. 5. P. 454.
- [5] Bonod N., Neauport J. // *Advances in Optics and Photonics*. 2016. Vol. 8. P. 156.
- [6] Khazanov E. // *Laser Phys. Lett.* 2023. Vol. 20. P. 125001.
- [7] Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N. et al. // *Laser Physics Letters*. 2007. Vol. 4. P. 421.
- [8] Shen X., Du S., Liang W. et al. // *Applied Physics B*. 2022. Vol. 128. P. 159.

ШИРОКОПОЛОСНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ВО ФТОРИДНОМ СТЕКЛЕ ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Из литературы хорошо известно, что материалы, легированные ионами редкоземельных элементов (РЗЭ), могут проявлять способность к фотолюминесценции в видимой области спектра. Явление ап-конверсионной люминесценции ионов РЗЭ в аморфных или кристаллических матрицах является одним из возможных эффективных методов визуализации ИК-излучения [1].

Изначально целью исследований являлся теоретический и экспериментальный анализ люминесцентных свойств фторидного стекла ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺. Широкая полоса поглощения ионов Ho³⁺ из основного состояния на переходе ⁵I₈→⁵I₇ позволяла осуществлять возбуждение люминесценции видимой части спектра под воздействием излучения в диапазоне 1800-2150 нм. Присутствие в материале ионов Er³⁺ позволяло визуализировать лазерное излучение с длиной волны в области 1 мкм.

Фторидное стекло ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺ проявило способность к явлению ап-конверсионной люминесценции под воздействием микронного и двухмикронного излучений. В частности, обнаружена красная и зелёная люминесценция ионов Er³⁺ и Ho³⁺ 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%Er³⁺+X%Ho³⁺ (X = 0,1; 0,25; 0,5; 1 мол.%). Они представляли собой полированные пластины размером 40×10×3 мм³. В качестве источника возбуждения использовался Tm³⁺:YAP лазер, работавший в импульсно-периодическом режиме (длина волны излучения 1,94 мкм). Частота следования импульсов изменялась в диапазоне от 500 Гц до 2 кГц (длительность импульсов генерации не превышала 400 нс), средняя мощность излучения варьировалась в пределах от 0,5 до 1 Вт. Измерение спектров люминесценции осуществлялось с помощью компактного спектрометра ASP-75m.

Результаты и обсуждение

Из изготовленной серии образцов при таких условиях возбуждения наибольшей интенсивностью люминесценции обладало стекло состава ZBLAN:1%Er³⁺+0,25%Ho³⁺. Для него были получены спектры люминесценции в диапазоне 200-1100 нм. Характерный вид одного из них приведён на рис. 1.

Спектр люминесценции представлял собой широкую полосу, которая простиралась от 250 до 850 нм, охватывая всю видимую часть спектра. На эксперименте это проявлялось в том, что стекло светилось белым цветом. Провалы в спектре

широкополосной люминесценции соответствовали линиям поглощения ионов Er^{3+} и Ho^{3+} . На фоне широкополосной люминесценции также выделялись узкие полосы в диапазонах длин волн 535-555 нм и 635-675 нм, обусловленные ап-конверсионной люминесценцией ионов РЗЭ. Наибольшую интенсивность

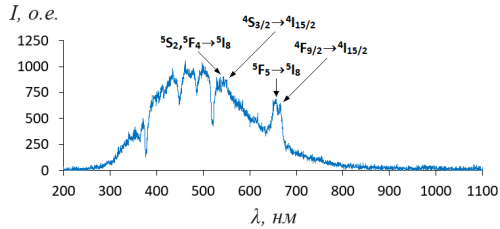


Рис. 1

имела красная линия на длине волны 655 нм, соответствующая переходам ${}^4\text{F}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ ионов Er^{3+} и ${}^5\text{F}_5 \rightarrow {}^5\text{I}_8$ ионов Ho^{3+} . Зелёная линия в области длины волны 545 нм соответствовала переходам ${}^4\text{S}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ ионов Er^{3+} и ${}^5\text{S}_2, {}^5\text{F}_4 \rightarrow {}^5\text{I}_8$ ионов Ho^{3+} .

Из всего вышеперечисленного можно сделать вывод, что широкополосная люминесценция обусловлена свечением матрицы. При этом обязательно присутствие легирующей примеси, так как нелегированное стекло ZBLAN не люминесцирует.

Важно сказать, что по прошествии нескольких секунд яркость белого свечения существенно ослабевала. Это выражалось в изменении спектра люминесценции. На рис. 2 представлена динамика изменения спектра люминесценции образца ZBLAN:1% Er^{3+} +0,25% Ho^{3+} при различных значениях пиковой мощности лазерного излучения. С течением времени широкополосная люминесценция полностью затухала. При этом цвет свечения стекла постепенно переходил из белого в красный.

Стоит отметить, что если образец сдвинуть, т.е. изменить место попадания лазерного луча на поверхность стекла, то эффект повторится вновь.

На рис. 3 представлены временные зависимости изменения спектра широкополосной люминесценции образца ZBLAN:1% Er^{3+} +0,25% Ho^{3+} при различных значениях

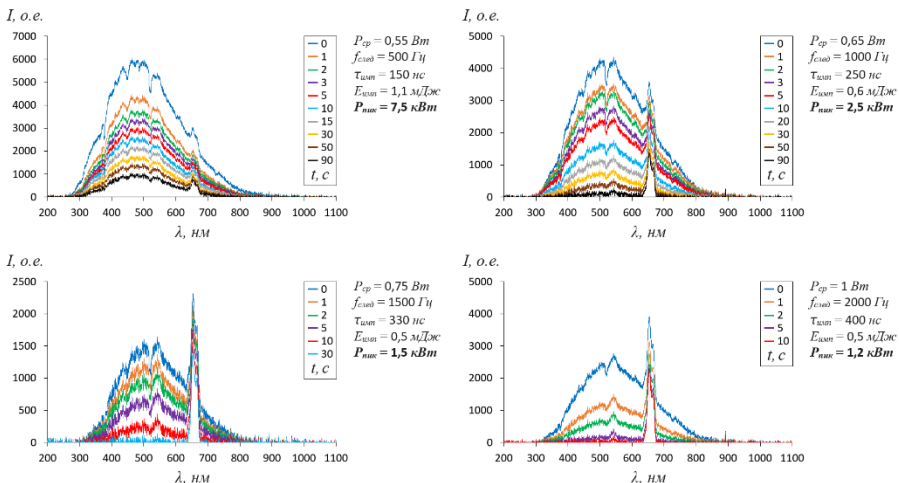


Рис. 2

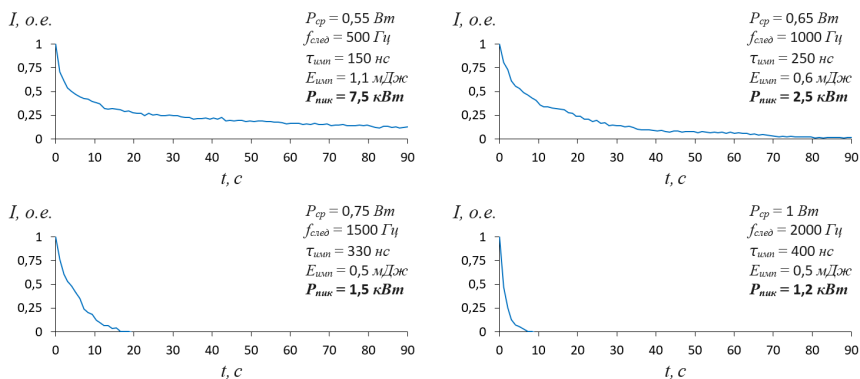


Рис. 3

пиковой мощности лазерного излучения. Можно сделать вывод, что при малых значениях пиковой мощности образец будет светиться красным цветом, а белое свечение наблюдаться не будет. Также можно сказать, что при увеличении пиковой мощности лазерного излучения образец дольше светится белым цветом.

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 возникла 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.

Следует подчеркнуть, 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 $ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+}$.

Похожая широкополосная люминесценция ранее наблюдалась в диэлектриках при предварительном возбуждении коротковолновым излучением. Это объяснялось образованием вакансий в запрещённой зоне (ЗЗ) при введении в него ионов РЗЭ. Данные дефекты могут захватывать электроны из валентной зоны (ВЗ). Анионные вакансии в зависимости от количества захваченных электронов могут характеризоваться энергетическими уровнями в ЗЗ в том числе и вблизи дна зоны проводимости (ЗП). Взаимодействие ближайших вакансий приводит к перекрытию уровней дефектов, происходит образование так называемой поливакансии. Увеличение размера поливакансии приводит к появлению широкой полосы энергий дефектов в ЗЗ, заполненной электронами.

В статье [2] 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 $YVO_4:Ln^{3+}/Yb^{3+}$

со спектрами, полученными нами для фторидного стекла ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺. Так при малых значениях средней мощности лазерного излучения возникала только ап-конверсионная люминесценция ионов РЗЭ. Широкополосная люминесценция соединений YVO₄:Ln³⁺/Yb³⁺ начинала проявляться при значениях средней мощности порядка 0,8 Вт.

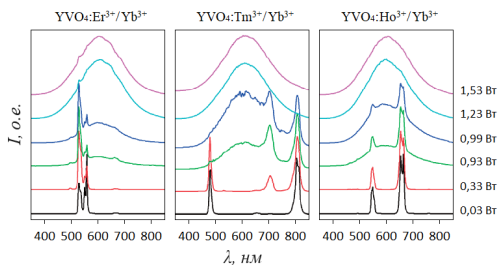


Рис. 4

Однако в данном случае важно обратить внимание на ширину ЗЗ материалов и сравнить её с энергией кванта лазерного излучения. В работе [2] для возбуждения электронов из ВЗ в ЗП было достаточно 3-х фотонов, так как ширина ЗЗ соединения YVO₄ 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:Er³⁺/Ho³⁺.

Также важно отметить, что в приведённом примере использовался непрерывный источник возбуждения, и спектр люминесценции не изменялся во времени. Всё это говорит о том, что в нашем случае механизм возникновения широкополосной люминесценции был другим.

Заключение

Проведено исследование люминесценции фторидного стекла ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺ при возбуждении излучением Tm³⁺: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 наблюдается широкополосная люминесценция, простирающаяся от 250 до 850 нм, на фоне которой видны узкие линии, обусловленные ап-конверсионной люминесценцией ионов Er³⁺ и Ho³⁺. С течением времени широкополосная люминесценция полностью затухает. При этом цвет свечения стекла постепенно переходит из белого в красный. Обнаруженный эффект требует дальнейшего исследования.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) 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] 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.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДАННЫХ В СИСТЕМАХ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СЛОЖНЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

А.В. Маругин, В.В. Шарков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Развитие методов экспресс контроля технических параметров продуктов нефтехимических производств является актуальной научно-технической задачей. Один из наиболее перспективных методов связан с особенностями спектра пропускания органического топлива, в частности бензина, в среднем ИК-диапазоне, где расположены специфические линии поглощения сложных органических молекул [1-3]. Успеху исследований в этой области способствует факт доступности программных и аппаратных средств для получения и обработки оптических спектров, что позволяет собрать необходимые данные и установить косвенную связь спектров пропускания вещества с его химическим составом, который в свою очередь, определяет интересующие нас технические параметры, например, в случае бензинов – октановое число.

Целью настоящей работы было исследование возможности создания программно-аппаратного комплекса, позволяющего на основании особенностей ИК спектров пропускания набора образцов бензина с известными октановыми числами определить октановое число произвольного образца бензина.

С помощью Фурье-спектрометра ФТ-801 были получены спектры пропускания 23 образцов бензинов различных марок в диапазоне 2-6 мкм. Диапазон определялся измерительными возможностями спектрометра и расположением характерных линий поглощения бензинов. Образцы бензинов заливались в пластиковые кюветы толщиной около 1 мм с окнами прозрачности из селенида цинка. Для дальнейшей обработки спектры разделялись на характерные полосы, в которых разные марки бензинов имеют существенное различие в поглощении.

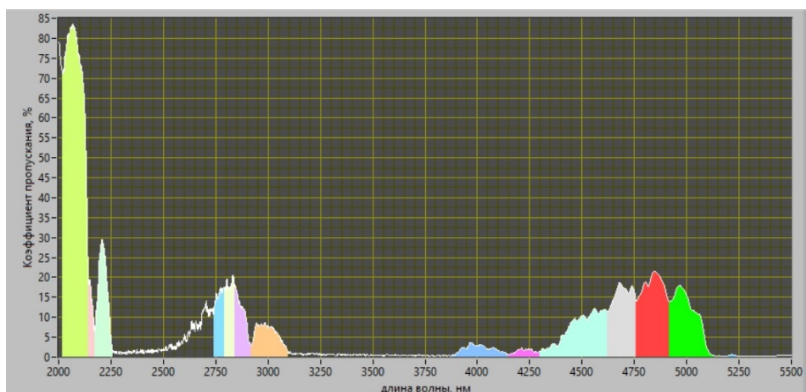


Рис. 1. Деление спектра пропускания на полосы (обозначены разными цветами)

Из рассмотрения была исключена область сильного поглощения атмосферного водяного пара в диапазоне 2.25-2.75 мкм. В итоге было выбрано 14 полос (рис. 1). Далее в среде LabVIEW происходило вычисление суммарных интенсивностей в этих областях, которые нормировались на максимальное значение в каждой из полос, что позволяло учесть различие в амплитудах пропускания. Нормированные интенсивности каждого образца бензина с определенным октановым числом представляли собой массив данных для дальнейшего использования в алгоритмах анализа.

Для выявления связи между октановым числом (ОЧ) бензина (измеренным исследователем методом) и его спектральными характеристиками в среде LabVIEW были написаны программы для реализации метода регрессии и многослойной нейронной сети прямого распространения с обучением на основе алгоритма обратного распространения ошибки.

В результате использования программ, на основе измеренных спектральных данных были получены следующие графики для предсказанных значений в зависимости от известных, измеренных исследователем методом (рис. 2). Среднеквадратичная ошибка измерения ОЧ оказалась равной 0,2 для нейронной сети и 3,7 для регрессионного алгоритма. Таким образом, можно сделать следующие выводы.

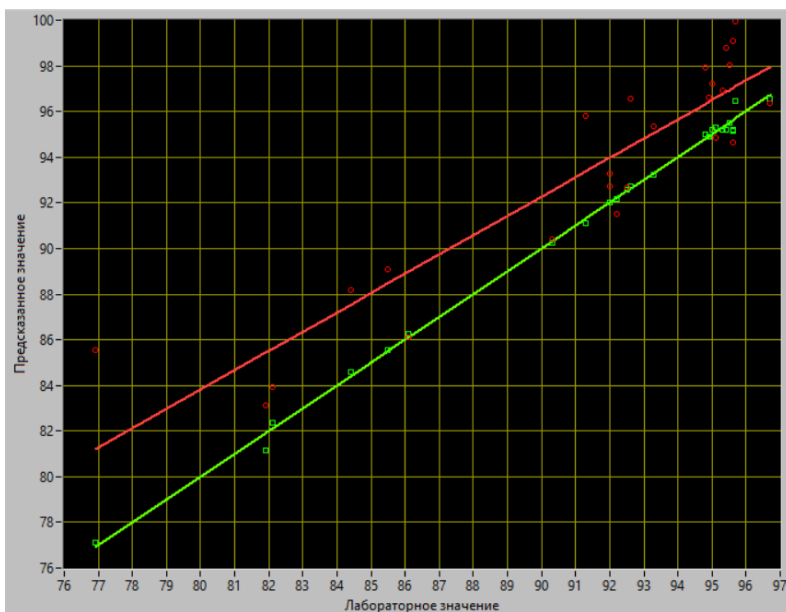


Рис. 2. Графики зависимости предсказанного значения октанового числа от лабораторного значения (точки; красные – предсказанные методом регрессии, зеленые – нейросетью). Сплошные линии – аппроксимация результатов применения двух методов предсказания

Регрессионный алгоритм оказался слабо пригоден в качестве эталонного. Причиной этого являются, во-первых, точность измерения спектральных характеристик. Относительная ошибка измерения спектральной энергии в полосах варьировалась от 0.2% до 5%, что обуславливалось нестабильностью параметров кюветы, заполненной бензином. Во-вторых, из-за линейности регрессионного алгоритма он очень чувствителен к набору исходных данных для обучения. Иными словами, для предсказания октанового числа бензинов одинакового класса набор данных для обучения должен состоять из бензинов этого же класса. Т.е. нельзя обучать регрессию на распознавание бензина с ОЧ 95 на основе набора бензинов сортом существенно ниже. В нашем случае набор для обучения состоял из бензинов всех сортов с ОЧ от 75 до 97. Если устранить указанные недостатки (особенно, если учесть, что бензины с ОЧ менее 92 сейчас практически не встречаются на рынке), то, очевидно, что метод регрессии также пригоден для решения задачи предсказания.

Нейросеть очень хорошо справилась с задачей предсказания ОЧ на основе неточных данных. Причем даже при дополнительном внесении ошибок до 1% в коэффициент пропускания нейросеть выдавала практически неизменный результат. Однако было выявлена нестабильность предсказания результата при запуске обучения на одном и том же массиве данных – явление затухающего градиента – слабой сходимости нейросети при вычислении весовых коэффициентов. Существующее решение этой проблемы – уменьшение количества слоев нейросети не привело к положительному результату – вместо затухающего градиента появился «взрывающийся» градиент. Поэтому единственный выход из данной ситуации – это использование нестандартной функции активации нейросети (в использованной нами библиотеке LabVIEW применялась стандартная функция активации – сигмоида).

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Веснин В.Л., Мурадов В.Г. // Физика и электроника. 2014. Т. 16, № 4. С. 63.
- [2] Королёв В.Н., Маругин А.В., Цареградский В.Б. // ЖТФ. 2000. Т. 70, № 9. С. 83.
- [3] Бочаров В.Н., Ганеев А.А., Конюшенко И.О., Немец В.М., Пеганов С.А. // Журнал аналитической химии. 2019. Т. 74, № 5. С. 356.

Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»

Заседание секции проводилось 20 мая 2024 г.

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