

Труды XXIX 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.

РЕГИСТРАЦИЯ ДОПЛЕРОВСКОГО СИГНАЛА В ГОМОДИННОЙ СИСТЕМЕ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ВНЕШНИМ ВОЛОКОННЫМ КАНАЛОМ

Я.Н. Березина, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Системы регистрации доплеровского сигнала на основе полупроводникового лазера могут быть использованы во многих областях, таких, например, как детектирование параметров химических веществ, в медицине при измерении потоков кровообращения, при мониторинге условий технических систем, при измерении скорости и направления течения водных потоков. В основе подавляющего большинства такого рода измерительных систем используется гетеродинная обработка оптического сигнала после облучения движущегося объекта [1, 2]. В традиционной конфигурации лазерное излучение делится на опорный и зондирующий пучки, после приобретения доплеровского сдвига сигнал из внешнего плеча попадает на фотоприёмник, после чего происходит дальнейшая обработка в регистрационном блоке. Использование полупроводникового лазера позволяет реализовать другую схему, в которой возвращаемый сигнал, содержащий доплеровский сдвиг, попадает в качестве оптической инжекции обратно в активную среду лазера, где и формируется за счет нелинейного преобразования низкочастотный доплеровский сигнал, который можно зарегистрировать в излучении с заднего торца лазерного диода. Такой гомодинный метод формирования доплеровского сигнала потенциально может обладать рядом преимуществ в сравнении с традиционными схемами (простота оптической конфигурации, компактность измерителя, отсутствие в оптике ограничений на диапазон анализируемых скоростей), но при этом требует более жесткого учета и оптимизации параметров лазерного излучателя.

Предлагаемая в данной работе схема является эквивалентом лазера с внешним резонатором и предполагает соответствие математической модели Кобаяши-Ланга [3]. Базовое уравнение в рамках данной модели содержит запаздывающую составляющую лазерного поля, а определяющим фактором для формирования доплеровского сигнала является коэффициент обратной связи k , зависящий от параметров рассеяния лазерной волны на движущихся элементах объекта измерений.

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

Здесь E – амплитуда лазерного поля, ω_0 – частота генерации, ΔG – усиление в активной среде, α – фактор уширения линии, τ – время задержки во внешнем плече резонатора (с учетом волоконного канала), k – коэффициент оптической обратной связи, зависящий от доли возвращаемой в волоконный световод мощности после отражения от объекта и геометрических параметров оптической конфигурации.

В качестве источника излучения в рассматриваемой нами методике измерений был использован полупроводниковый лазер с волоконной брэгговской решеткой и волоконный выходной каналом ($\lambda=1,27$ мкм, производитель – НПО «Полус») [4]. Данный тип лазера характеризуется возможностью прецизионной подстройки частоты излучателя за счет управления температурой как непосредственно лазерного диода, так и внешней брэгговской решетки показателя преломления. Основной целью наших исследований

было проведение анализа условий формирования оптического НЧ сигнала, несущего информацию о доплеровском сдвиге, в активной среде полупроводникового лазера с внешним волоконным каналом и определение основных энергетических спектральных параметров, влияющих на чувствительность данного метода диагностики движущихся объектов.

Основным требованием для формирования и последующей эффективной регистрации доплеровской отметки является одночастотный спектр излучения лазерного излучателя, длина временной когерентности должна при этом превосходить удвоенный масштаб внешнего волоконного плеча. Такого рода условие потребовало на первом этапе исследований оптимизации набора параметров излучателя для достижения максимально стабильного одночастотного спектра. Следует также отметить, что данный режим излучателя сопровождается и минимальным уровнем оптического шума в НЧ-области, что можно считать наилучшими условиями выделения слабой доплеровской компоненты.

В качестве основного элемента в экспериментальной реализации макета для доплеровской диагностики использовался вращающийся диск с шероховатой поверхностью. Частота доплеровского сдвига определялась за счёт контроля скорости вращения диска и углом между направлениями лазерного пучка (осью волокна) и локальной скорости объекта в зоне облучения. Для оценки уровня оптической обратной связи была использована дополнительная конфигурация волоконного делителя, что позволило реализовать экспериментальные измерения слабых оптических сигналов в большом динамическом диапазоне значений возвращаемой мощности. Измерения НЧ спектра излучения проводились с применением акустического анализатора RohdeSwartz FPV с возможной полосой регистрации до 250 КГц. Изменяя расстояние между диском и волокном, можно было проконтролировать уровень обратной связи, в зависимости от него изменялась амплитуда сигнала (рисунок 1). Изменение частоты вращения диска предсказуемо приводило к смещению доплеровской отметки по шкале частот (рисунок 2).

В процессе исследования было отмечено, что характер эффектов качественно отличался для сильного и слабого уровней обратной связи. Начиная с уровней коэффициента обратной оптической связи, близких по значению к $3 \cdot 10^{-6}$, в картине НЧ-спектра

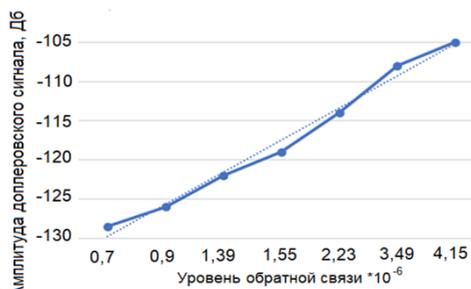


Рис. 1

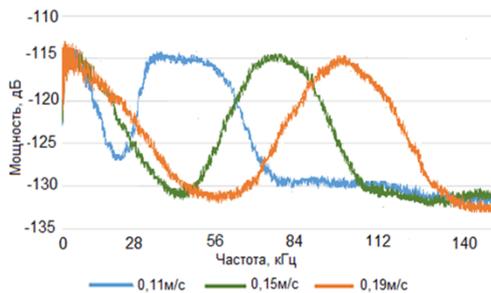


Рис. 2

проявляются дополнительные гармоники доплеровской частоты (рисунок 3). В целом результаты измерений показали, что наблюдался доплеровский сдвиг в НЧ спектре, значительно превышающий шум лазера и достигавший значений порядка 15-16 дБ над собственным шумом излучателя.

Для проверки соответствия наблюдаемых характеристик и математической модели было произведено численное моделирование на основе системы уравнений Кобаяши-Ланга [3], с учётом характерных значений параметров. Расчеты динамики лазера проводились методом Рунге-Кутты с применением языка программирования Python и дальнейшим преобразованием Фурье (FFT). Проведенные расчеты показали хорошее качественное соответствие характерного вида НЧ-спектра излучения лазера наблюдаемым экспериментальным распределениям для соответствующих уровней обратной связи. Следует отметить, что полноценный количественный сравнительный анализ расчетных характеристик и экспериментальных НЧ-спектров в рамках указанной модели не представляется возможным, так как это потребует введения в расчетную модель многочисленных шумовых источников лазерного излучателя, что в рамках нашего эксперимента сделать невозможно.

Отметим также, что полученная оценка диапазона значений коэффициента обратной связи, приводящих к появлению доплеровских отметок в НЧ-спектре говорит о том, что использование в подобной схеме стандартного одночастотного полупроводникового лазера без дополнительных элементов селекции было бы малоэффективным, поскольку наблюдаемый уровень оптической инжекции от внешнего

элемента мог бы привести к нарушению одночастотного режима излучателя, что сделало бы измерение доплеровского сигнала невозможным (резкое возрастание шумов излучения). В использованном нами излучателе функцию «стабилизатора» одночастотного спектра выполняла встроенная в волоконный выходной световод брэгговская решетка с оптимальными характеристиками согласования.

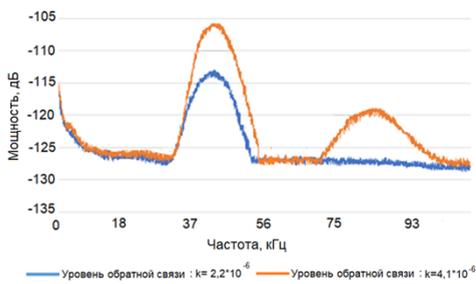


Рис. 3

В качестве второго объекта исследования в аналогичной описанной выше схеме была выбрана жидкофазная среда с потоком мелкомасштабных рассеивателей. По сути, такая конфигурация моделирует систему оптической доплеровской диагностики, используемую в медицине и биологии для контроля кровотока (использованный ансамбль рассеивающих частиц имел характерные размеры в диапазоне от 1 до 10 мкм). Результаты, полученные при обработке доплеровского сигнала от такого ансамбля отражающих частиц, приведены на рисунке 4. Полученные графики демонстрируют верхнюю границу по частоте для доплеровского сигнала, связанную с максимальной проекцией скорости частиц в потоке на ось измерения. При этом с учётом хаотического направления движения рассеивателей доплеровский сигнал становится распределённым во всей области возможных частот, и соответствующее распределение имеет непрерывный характер. Тем не менее результаты демонстрируют возможность надёжной регистрации эффекта Доплера в потоке рассеянных частиц с превышением лазерного излучения над шумом на 5-6 дБ.

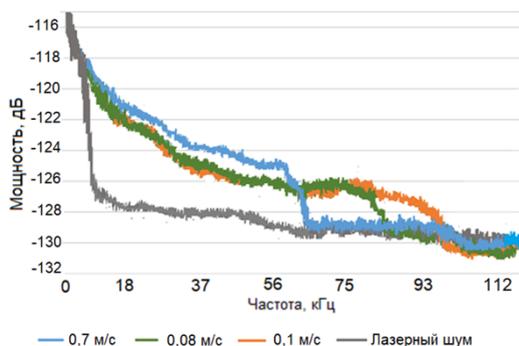


Рис. 4

Таким образом, в работе был проведен анализ формирования доплеровского сигнала в НЧ-спектре лазерного полупроводникового излучателя с внешним волоконным каналом, реализованы две макетные схемы с внешним движущимся отражателем, позволившие осуществить регистрацию доплеровского сигнала как для сосредоточенной модели, так и для жидкофазных потоков в диапазоне частот до 100 кГц, и зафиксированы количественные оценки коэффициента оптической обратной связи, определяющие чувствительность предложенного метода регистрации.

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] Батраков А.С., Бутусов М.М., Гречка Г.П. Лазерные измерительные системы. – М.: Радио и связь, 1981, с. 456.
- [2] Меледин В.Г. Информационная оптоэлектронная диагностика: наука и инновационные промышленные технологии. – Новосибирск: Академиздат, 2015, с. 142.
- [3] Lang R. and Kobayashi K. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1980. Vol. 16, no. 3. P. 347.
- [4] Дураев В.П. // Фотоника. 2007. № 3. С. 24.

РАСПОЗНАВАНИЕ СУПЕРПОЗИЦИИ ЗАКРУЧЕННЫХ ПУЧКОВ ПРИ НАЛИЧИИ ШУМА С ПРИМЕНЕНИЕМ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

В.В. Четчин¹⁾, А.В. Семенова²⁾, В.Л. Вакс²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

В последнее время большой интерес вызывают закрученные пучки электромагнитных волн или закрученные фотоны (т.е. фотоны, обладающие ненулевой проекцией орбитального углового момента (ОУМ) на направление распространения). Такие пучки являются перспективной технологией в оптической связи и позволяют передавать данные за счет своих уникальных свойств волнового фронта. Исследования показывают, что закрученные пучки позволяют достичь высоких скоростей передачи данных, а также могут использоваться для повышения эффективности и пропускной способности сети передачи данных [1-2].

В работе рассматривается применение сверточной нейронной сети при обработке суперпозиции двух закрученных пучков и оценка эффективности ее работы при наличии аддитивного белого гауссова шума в приемном канале.

Моделирование закрученных пучков

В данной работе для моделирования закрученных пучков используются пучки Лагерра-Гаусса. Распределение поперечной компоненты векторного потенциала магнитного поля в пучках Лагерра-Гаусса в цилиндрических координатах выглядит следующим образом [3]:

$$\begin{aligned}
 u_{p,l}(r, \varphi, z) = & \sqrt{\frac{2p!}{\pi w^2(z)(p+|l|)!}} \left[\frac{r\sqrt{2}}{w(z)} \right]^{|l|} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \times \\
 & \times \exp \left[\frac{-r^2}{w^2(z)} \right] \exp \left[\frac{-jkr^2z}{2(z^2+z_R^2)} \right] \times \\
 & \times \exp \left[-j(2p+|l|+1) \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_R} \right) \right] \exp(jl\varphi),
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $w(z) = w_0[(z^2 + z_R^2)/z_R^2]^{1/2}$ – радиус пучка, w_0 – минимальная ширина пучка, z_R – длина Рэлея, k – волновое число, p – неотрицательное целое число (радиальный индекс), $l \in \mathbb{Z}$ – топологический заряд, $L_p^{|l|}(x) = \frac{x^{-|l|} e^x}{p!} \frac{d^p}{dx^p} (e^{-x} x^{p+|l|})$ – обобщенный полином Лагерра.

Для моделирования суперпозиции используются два закрученных пучка (1) с $p = 0$ и двумя противоположными значениями топологического заряда l . В нашем случае каждая суперпозиция пучков с топологическими зарядами l_1 и l_2 относится к своему классу l ($l = l_1 = -l_2 = 0, 1, 2 \dots 15$), т.е. всего имеется 16 классов.

Обучение нейронной сети

В случае суперпозиции двух закрученных пучков принимаемый сигнал имеет специфичный профиль интенсивности, которому можно поставить в соответствие уникальный символ (битовую последовательность). Для обработки такого сигнала в приемной системе можно использовать нейронные сети [4]. Модель нейронной сети, которая используется в данной работе, основана на архитектуре LeNet (рисунок 1) [5]. Выходной слой нейронной сети содержит 16 нейронов, каждый из которых соответствует одному из классов.

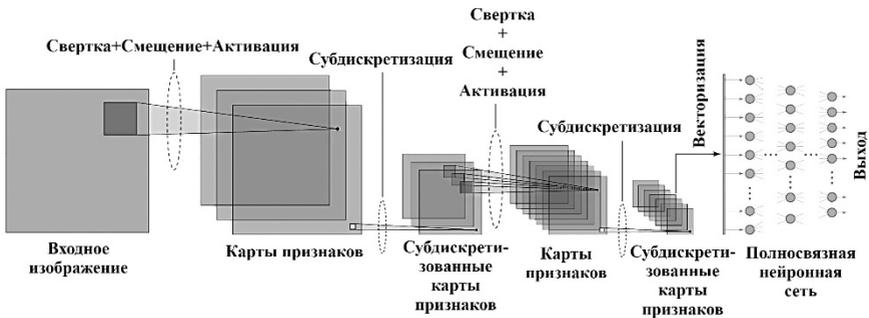


Рис. 1

Для обучения нейронной сети были созданы два больших набора данных: 48000 изображений суперпозиции двух закрученных пучков для обучения и 19200 изображений для проверки эффективности и достоверности модели (тестовые данные) (рисунок 2). К изображениям было применено несколько методов увеличения выборки данных. В частности, в изображениях был добавлен аддитивный белый гауссовский шум. Отношение сигнал-шум (ОСШ) варьируется в диапазоне от -15 дБ до 15 дБ. Кроме того, для учета вариаций ориентации и пространственного позиционирования изображения подвергались случайным поворотам и случайным смещениям.

$$l_1 = +4, l_2 = -4 \quad l_1 = +10, l_2 = -10 \quad l_1 = +7, l_2 = -7 \quad l_1 = +1, l_2 = -1$$

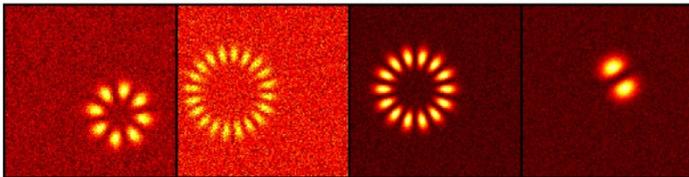


Рис. 2

На рисунке 3 показан процесс обучения нейронной сети. Эффективность нейронной сети характеризуется функцией потерь, которая определяет отклонения предсказаний модели от «истинных» предсказаний. В нашем случае процесс обучения занял порядка 50 эпох.

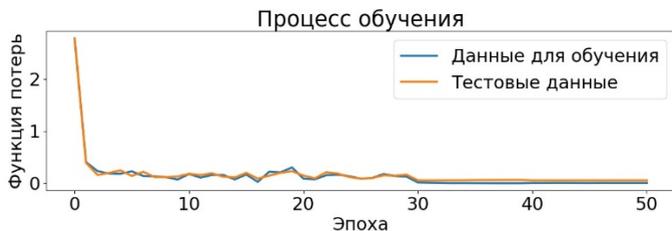


Рис. 3

Значения точности обученной модели высоки как в обучающем наборе данных (рисунок 4), так и в тестовом (рисунок 5), в основном лежат в диапазоне от 96.2% до 99,8 %, что указывает на то, что нейронная сеть в целом работает хорошо.

Можно заметить, что с входными данными, соответствующими более высоким значениям топологического заряда (классы, с более высоким порядковым номером), сеть справляется хуже. Это можно объяснить тем, что при таких значениях топологического заряда труднее распознать более мелкие детали на профиле интенсивности, особенно в условиях шума. Таким образом, хотя теоретически максимальный топологический заряд пучка ничем не ограничен, однако на практике максимальное возможное значение топологического заряда определяется уровнем шумов и требованиями к допустимым ошибкам распознавания конкретной системы.

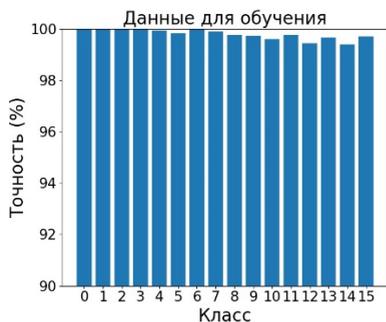


Рис. 4

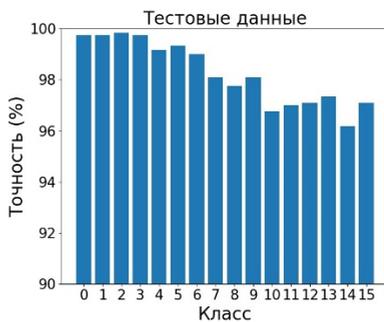


Рис. 5

На рисунке 6 показана эффективность работы сети в зависимости от ОСШ. Значения точности получены при усреднении 1600 реализаций на каждое значение ОСШ, а штриховыми линиями отмечена граница ОСШ, при которой точность сети достигает 90%. Видно, что по мере увеличения ОСШ модель работает точнее. Из графика на рисунке 6 можно сделать вывод, что нейронная сеть способна эффективно работать (её точность выше 90%) при значениях ОСШ выше -13 дБ.

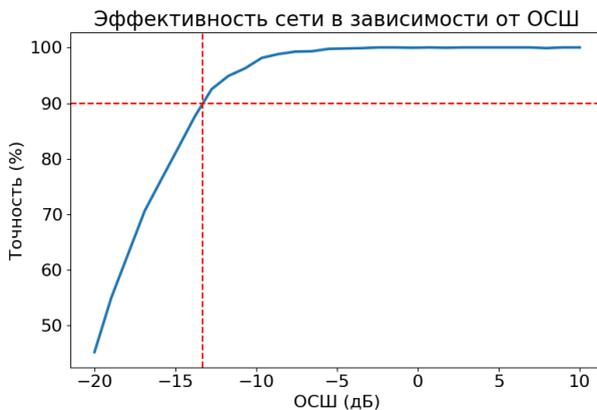


Рис. 6

Заключение

В данной работе было реализовано решение задачи распознавания суперпозиции закрученных пучков при помощи сверточной нейронной сети для их потенциального применения в связи, а также оценена эффективность работы данного метода в условиях шума.

Значения точности предсказаний нейронной сети оказались высоки как в обучающем (до 99,8 %), так и в тестовом (до 96,2%) наборах данных. В частности, при тестировании обученной модели было установлено, что она способна эффективно справляться с задачей распознавания суперпозиции закрученных пучков при значениях ОСШ выше -13 дБ. При таких значениях ОСШ точность распознавания выше 90%.

Полученные результаты могут быть использованы при дальнейшем проектировании систем связи на основе закрученных пучков.

- [1] Bozinovic N. et al // Science. 2013. Vol. 340, no. 6140. P. 1545.
- [2] Wang J., Yang J.-Y., Fazal M. et al. // Nat. Photonics. 2012. Vol. 6. P. 488.
- [3] Yao A.M., Padgett M.J. // Adv. Opt. Photon. 2011. Vol. 3, no. 2. P. 161.
- [4] Krenn M., Handsteiner J., Fink M., Fickler R., Ursin R., Makil M., Zeilinger A. // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. 2016. Vol. 113, no. 48. P. 13648.
- [5] Gonzalez R. C., Woods R. E. Digital Image Processing, 4th ed. – New York: Pearson Education, 2018, 1022 p.

ИТТЕРБИЕВЫЙ ЛАЗЕР С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ АКТИВНОЙ СРЕДОЙ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВТОРУЮ ГАРМОНИКУ

И.И. Карпов, Е.В. Салтыков, Н.Г. Захаров, М.В. Волков, А.С. Сафронов,
В.И. Лазаренко, А.В. Кокоулин, А.В. Савкин, С.А. Карпова

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

Введение

Источники лазерного излучения в зеленой части спектра получили широкое применение в различных приложениях. Например, адаптивная оптика, обработка кремния, сварка меди, дистанционное зондирование. В частности, источники с энергией импульсов $E_{имп} > 5$ мДж, частотой следования $\nu_{имп} > 5$ кГц и качеством пучка $M^2 < 1,5$ необходимы в качестве накачки лазерных систем, применяемых для разделения изотопов Yb в медицинских целях [1].

Волоконные лазеры, ближайшие конкуренты, не способны в силу технологических ограничений генерировать высокую энергию импульса, поэтому в указанных целях необходимо применять твердотельные стержневые лазеры. Одна из основных проблем, ограничивающих выходную среднюю мощность твердотельных стержневых лазеров – влияние тепловых эффектов, препятствующих поддержанию необходимого качества пучка при увеличении выходной мощности. Вращение активной среды позволяет существенно снизить тепловую нагрузку, создаваемую пучком накачки, за счет равномерного распределения тепла по круговой траектории [2].

В данной работе представлены принципиальная оптическая схема и основные экспериментальные результаты исследований генерационных характеристик макета Yb:YAG лазера с оригинальной системой жидкостного охлаждения вращающегося активного элемента (АЭ) в форме монолитного диска и последующим преобразованием излучения во вторую гармонику.

Принципиальная оптическая схема

Принципиальная оптическая схема экспериментального макета представлена на рис. 1.

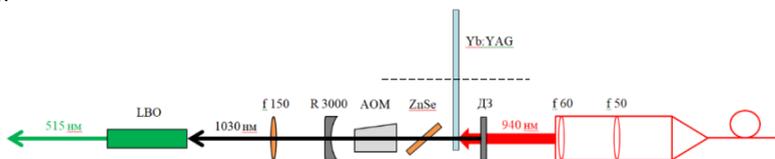


Рис. 1

В качестве оптической накачки использовался диодный модуль с волоконным выводом. Мощность излучения диодного модуля линейно зависит от тока накачки и достигает значения $P_{max} \approx 530$ Вт при допустимом изготовителем максимальном токе $I_{max} \approx 175$ А. Диодный модуль оснащен жидкостным охлаждением и при температуре воды $T_{диод} \approx 13$ °С длина волны излучения составляет $\lambda_{нак} = 940$ нм с шириной спектральной линии на полувысоте $\Delta\lambda_{нак} \approx 3$ нм при максимальном токе накачки.

Пучок излучения диодного модуля формировался в активном элементе с помощью коллиматора, состоящего из коллимирующей линзы с фокусным расстоянием $f = 50$ мм и фокусирующей линзы с фокусным расстоянием $f = 60$ мм. Излучение накачки фокусировалось в АЭ через дихроичное зеркало (ДЗ) на расстоянии $r_{дз} \sim 30$ мм от оси вращения диска. Диаметр пучка излучения накачки в АЭ составлял $d_{нак} \sim 1,3$ мм.

Активный элемент представлял собой керамический диск Yb:YAG диаметром $D_{диск} = 68$ мм, толщиной $l_{диск} = 4,7$ мм с концентрацией ионов иттербия $N_{\text{Yb}} = 2,2$ ат.%, изготовитель «ГЛП Радуга» г. Радужный. На торцы АЭ было нанесено просветляющее покрытие на длины волн накачки и генерации. Вращение АЭ осуществлялось с частотой $\nu_{аэ} \sim 350$ об/мин.

Резонатор задающего генератора был образован двумя зеркалами. Дихроичное плоское зеркало обладало высоким отражением в спектральном диапазоне генерации и высоким пропусканием на длине волны накачки. Выходное сферическое зеркало (R) с радиусом кривизны рабочей поверхности $R = 3000$ мм имело пропускание $T = 50\%$ на длине волны генерации. Физическая длина резонатора составляла $L_{рез-р} \approx 700$ мм, что обеспечивало диаметр моды генерации в активном элементе $d_{00} \sim 1,3$ мм.

Для реализации импульсно-периодического режима работы в резонаторе размещался акустооптический модулятор (АОМ).

Поляризация задавалась пластиной из ZnSe , расположенной под углом Брюстера в резонаторе.

Система жидкостного охлаждения вращающегося активного элемента

Изображение внешнего вида системы жидкостного охлаждения активной среды в виде монолитного диска представлено на рис. 2. Активный элемент располагался на валу и был зажат с двух сторон металлическими пластинами. Охлаждающая жидкость протекала через гидроконнекторы в полый вал с керамическими сальниками и находилась в прямом контакте с металлическими пластинами. Поток воды в системе охлаждения АЭ ~ 5 л/мин, давление $\sim 2,2$ бар.

В рабочем режиме при максимальной мощности излучения диодного модуля оптической накачки Yb:YAG лазера температура вращающегося АЭ в форме диска с системой жидкостного охлаждения составила $T_{аэ} \sim 31^\circ\text{C}$ (см. рис. 3) при температуре воды $T_{вода} \approx 6^\circ\text{C}$. Были получены стабильные параметры лазерного излучения более 8 часов непрерывной работы.

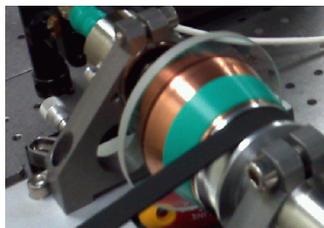


Рис. 2

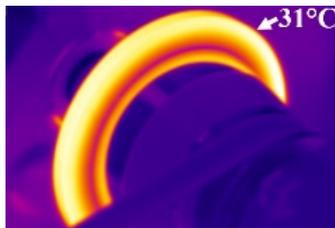


Рис. 3

Экспериментальные результаты генерационных характеристик макета

Средняя мощность генерации Yb:YAG лазера составила $P_{ген} \approx 105$ Вт (см. рис. 4) при средней падающей мощности $P_{нак} \approx 514$ Вт или поглощенной $P_{нак} \approx 329$ Вт диодной накачки в импульсно-периодическом режиме с частотой следования $\nu_{ген} = 10$ кГц на длине волны $\lambda_{ген} = 1030$ нм ($\Delta\lambda_{ген} = 0,4$ нм – ширина спектра на полувысоте). Длительность импульса по полувысоте составила $\tau_{имп} \sim 100$ нс (см. рис. 5). Оптический КПД преобразования излучения падающей накачки в излучение генерации составил $\eta_{опт} \sim 20\%$, дифференциальный $\eta_{диф} \sim 36\%$; по поглощенной накачке – $\eta_{опт} \sim 31\%$, дифференциальный $\eta_{диф} \sim 57\%$. Лазерное излучение обладало линейной поляризацией с высоким качеством пучка $M^2 < 1,3$. Изображение пятна Yb:YAG лазера в дальней зоне представлено на рис. 6.

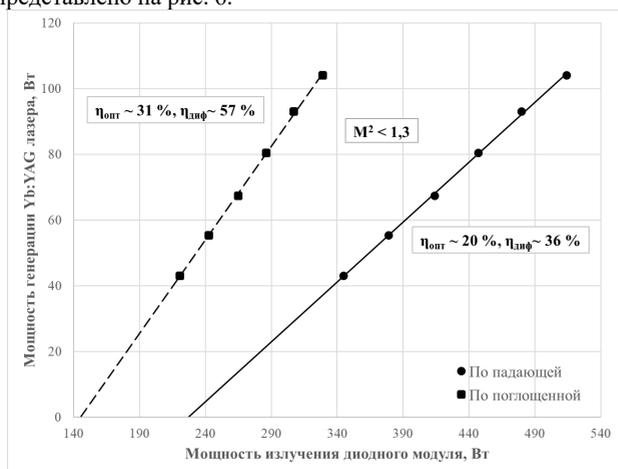


Рис. 4

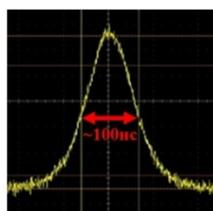


Рис. 5

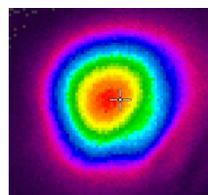


Рис. 6

Излучение Yb:YAG лазера фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $f = 250$ мм в нелинейно-оптический кристалл лития LiB_3O_5 (LBO) для преобразования во вторую гармонику. Диаметр пучка накачки, сфокусированного в кристалле LBO, составлял $d_\omega \approx 0,3$ мм. Геометрические размеры кристалла LBO $8 \times 8 \times 30$ мм³, на рабочие поверхности которых было нанесено просветляющее покрытие на длину волны накачки и ГВГ, вырезан в направлении $\varphi = 11^\circ$, $\theta = 90^\circ$ для критического синхронизма I типа $\omega(o) + \omega(o) \rightarrow 2\omega(e)$. Температура кристалла LBO поддерживалась на уровне $T_{LBO} = 90 \pm 0,1^\circ\text{C}$.

Средняя мощность ГВГ составила $P_{2\omega} \approx 55$ Вт при средней мощности накачки $P_\omega \approx 105$ Вт (см. рис. 7). Энергия в импульсе составила $E_{2\omega} \approx 5,5$ мДж при частоте следования $\nu_{ген} = 10$ кГц. Длительность импульса по полувысоте $\tau_{2\omega} \approx 80$ нс. Эффективность преобразования излучения Yb:YAG лазера во вторую гармонику составил $\eta_{опт} \sim 52\%$, дифференциальный $\eta_{диф} \sim 65\%$.

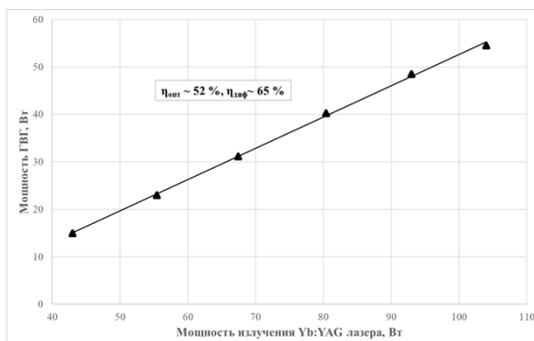


Рис. 7

Заключение

В интересах импортозамещения оптической накачки лазера на красителях в составе установки разделения изотопов Yb в медицинских целях на отечественной компонентной базе был разработан и изготовлен макет твердотельного импульсно-периодического источника лазерного излучения (ЛИ) на длине волны $\lambda_{200} = 515$ нм с энергией импульса $E_{200} \approx 5,5$ мДж, частотой следования $\nu_{gen} = 10$ кГц и качеством пучка $M^2 < 1,5$.

Результаты работы подтвердили эффективность и перспективность примененных технических решений, таких как использование технологии вращающейся активной среды и оригинальной системы жидкостного охлаждения активного элемента в форме диска. Они позволили существенно снизить тепловую нагрузку в АЭ в форме диска и значительно увеличить выходную мощность источника ЛИ.

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] Hyunmin P., Duck-Hee K., Yongho C., Sungmo N., Tak-Soo K., Jaemin H., Yongjoo R., Do-Young J., Cheol-Jung K. // Journal of the Korean Physical Society. 2006. Vol. 49, no. 1. P. 382.
- [2] Basu S. // OPTICS EXPRESS. 2004. Vol. 12, no. 14. P. 3114.
- [3] Koechner W. Solid-State Laser Engineering. – New York: Springer Science + Business Media, Inc., 2006, p. 97.
- [4] Basu S. // Solid State Lasers XXV: Technology and Devices. 2015. Vol. 9726. P. 972622-1.
- [5] Карпов И.И., Салтыков Е.В., Захаров Н.Г., Сафронов А.С., Лазаренко В.И., Кокоулин А.В., Савкин А.В., Карпова С.А., Фарзиева А.А. // Молодежь в науке: сборник тезисов докладов XXII научно-технической конференции. 29 – 31 октября 2024 г. / Ред. О.А. Пичугина. – Саров: Изд-во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2024. С. 101.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ДИФфуЗИОННОГО ЛЕГИРОВАНИЯ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ЛАЗЕРНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ Cr:ZnSe

С.В. Курашкин^{1, 2)}, Д.В. Савин²⁾, О.В. Мартынова¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИХВВ РАН

Введение

Диффузионное легирование является одним из основных методов получения поликристаллических лазерных элементов Cr:ZnSe высокого качества. Легирование чаще всего проводят в герметично запаянных кварцевых ампулах, которые вакуумируют до остаточного давления $5,5 \times 10^{-5}$ Па. Отжиг проводят в диапазоне температур 900–1100°C от нескольких часов до двадцати суток и более. Диффузия хрома может быть ускорена за счет увеличения температуры отжига, однако при температурах выше 1050°C селенид цинка начинает испаряться, что приводит к деградации поверхности кристалла. Известно, что атмосфера отжига (инертный газ или пары матричных компонент) существенно влияет на скорость диффузии хрома, на процессы твердофазной рекристаллизации и примесный состав получаемых образцов поликристаллического Cr:ZnSe [1]. Однако, сравнительного исследования люминесцентных и лазерных свойств активных элементов (АЭ) Cr:ZnSe, полученных при диффузионном отжиге в различных атмосферах (пары цинка или инертная атмосфера аргона), но при одинаковых температурных и временных параметрах процесса, не проводилось.

Целью настоящей работы являлось исследование влияния атмосферы отжига при диффузионном легировании на люминесцентные и лазерные свойства активных элементов Cr:ZnSe.

Диффузионное легирование и характеристика полученных образцов

В качестве источника легирующего компонента для получения активных элементов Cr:ZnSe мы использовали электролитический рафинированный хром марки ЭРХ-1, который наносился на обе рабочие поверхности образца селенида цинка методом электронно-лучевого испарения в вакуумной установке ВУ-1А. Для легирования в парах цинка использовались кварцевые ампулы с емкостью для цинка, отделенной от основной части ампулы узкой перетяжкой. Использование такой конструкции предотвращало попадание матричного компонента на образец в виде расплава в процессе нагревания. Масса навески цинка обеспечивала давление пара около 1 атм. при выбранной температуре отжига. Высокотемпературный отжиг образцов проводился при температуре около 1000°C, а время выдержки составляло 216 часов для всех образцов.

В результате было изготовлено четыре образца: два образца, отожженные в парах цинка, толщиной 3,43 и 10,35 мм, и два образца, отожженные в парах аргона, той же толщины. На рис. 1 представлены профили концентрации активных центров в исследуемых образцах, полученные по методике лазерного сканирования [2].

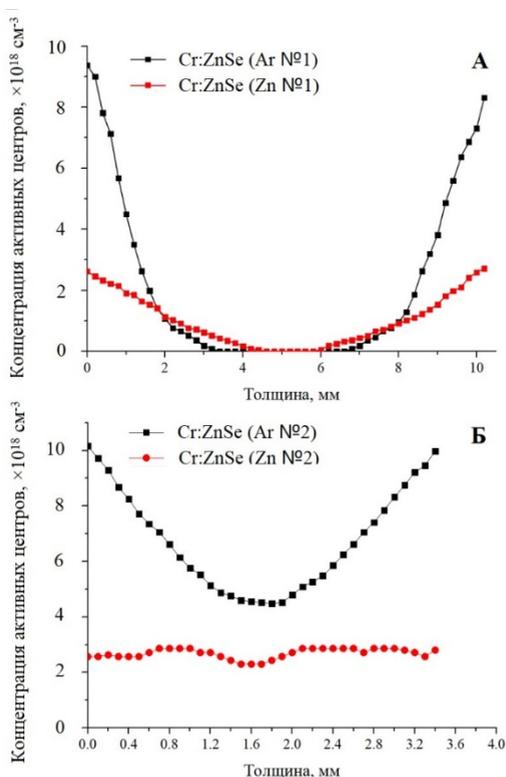


Рис. 1

Как видно из рис. 1, образцы Cr:ZnSe, отожжённые в атмосфере цинка, обладают большей глубиной и равномерностью легирования, по сравнению с образцами отожжёнными в аргоне. Это связано с большей скоростью диффузии ионов Cr^{2+} в селенид цинка при отжиге в парах цинка за счет участия в процессе диффузии межузельных атомов цинка.

Спектрально-люминесцентные и лазерные характеристики АЭ

Нами было проведено исследование генерационных характеристик полученных активных элементов в коротком плоскопараллельном неселективном резонаторе при накачке импульсно-периодическим излучением Tm:YAP лазера с длиной волны 1940 нм. В качестве глухого использовалось молибденовое зеркало, а выходным зеркалом резонатора служила пластинка из монокристаллического кремния.

В пределах экспериментальной погрешности не было выявлено различий в эффективности лазерной генерации и максимальной средней выходной мощности. Однако наблюдались значительные отличия в спектрах генерируемого излучения. На рис. 2

изображены спектры свободной генерации АЭ Cr:ZnSe в неселективном резонаторе при различных уровнях накачки.

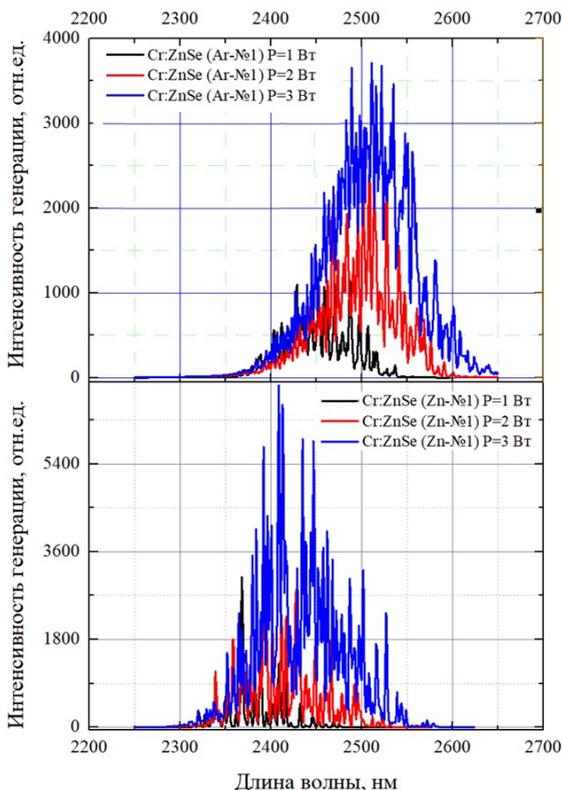


Рис. 2

Из рис. 2 видно, что спектральный максимум генерации для АЭ Cr:ZnSe(Ar) сдвинут в длинноволновую область на 80 – 90 нм, а полная ширина спектров генерации больше соответствующей ширины спектров для АЭ Cr:ZnSe(Zn) почти на 50 нм.

Полученный результат побудил нас к исследованию перестроечных кривых генерации в Г-образном резонаторе с дифракционной решеткой. Выходным зеркалом по-прежнему служила кремниевая пластинка. Излучение лазера накачки подавалось на АЭ через дихроичное сверхширокополосное зеркало ($R > 98\%$ в диапазоне длин волн 2,25 – 2,9 мкм), а вместо глухого зеркала была использована дифракционная решетка 300 штр./мм с покрытием из золота. На рис. 3 представлены перестроечные кривые генерации для поликристаллов Cr:ZnSe, полученных в результате диффузионного отжига в атмосфере Zn и Ar.

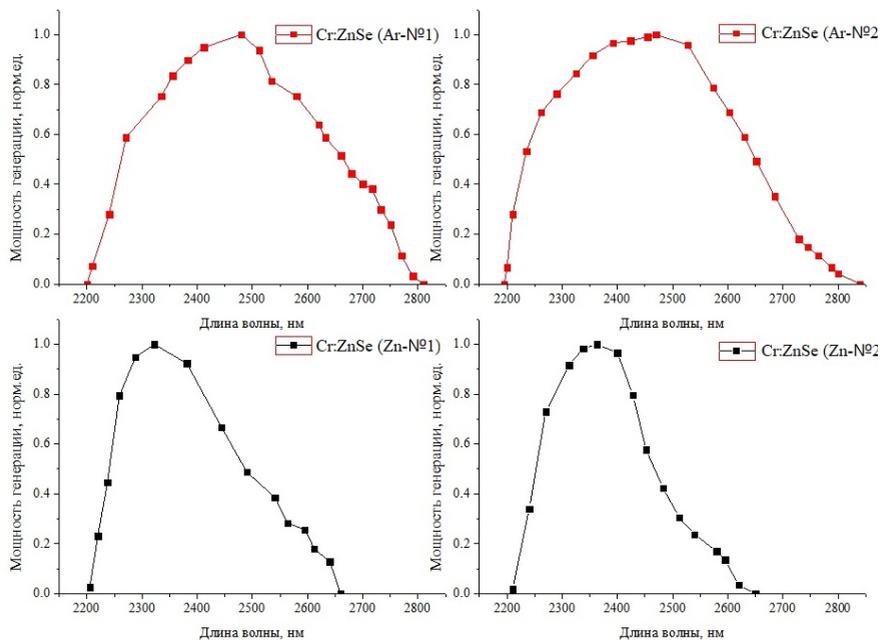


Рис. 3

Как видно из рис. 3, полный диапазон перестройки для АЭ Cr:ZnSe(Ar) значительно превосходит диапазон перестройки для АЭ Cr:ZnSe(Zn). В то время, как коротковолновая граница диапазона спектральной перестройки для обоих типов образцов одинакова и обусловлена ограничениями дихроичного зеркала, длинноволновая граница для отожжённых в аргене образцов отодвинута почти на 150 нм. Хотя для исчерпывающего объяснения влияния атмосферы отжига на спектральные особенности лазерной генерации должны быть проведены дополнительные исследования дефектно-примесной структуры образцов, можно утверждать, что АЭ Cr:ZnSe, полученные при отжиге в атмосфере аргона, предпочтительны для получения эффективной генерации в более длинноволновом диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках госзадания ИХВВ РАН, тема НИР № FFSR-2025-0004.

- [1] Родин С.А. Диффузионное легирование CVD-ZnSe ионами Cr^{2+} : диссертация кандидата химических наук: 02.00.04 – М., 2018, 129 с.
 [2] Kurashkin S.V., Martynova O.V., Savin D.V., Gavrishchuk E.M., Rodin S.A., Savikin A.P. // Laser Physics Letters. 2018. Vol. 15, no 2. P. 025002.

СПЕКТРАЛЬНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ INGAAS-INALAS, РАБОТАЮЩИХ В ДИАПАЗОНЕ 4,6 И 8,0 МКМ

И.В. Лапшин, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В последние годы в России активно развиваются технологии производства квантовых каскадных лазеров (ККЛ), что связано как с научным интересом, так и с необходимостью обеспечения технологического суверенитета в области критически важных компонентов для спектроскопических, телекоммуникационных и военных систем. Эти лазеры представляют собой новые перспективные источники длинноволнового излучения в среднем ИК-диапазон, где весьма ограничен выбор альтернативных излучателей [1, 2]. На данный момент в РФ существуют только отдельные опытные экземпляры ККЛ, излучающие в среднем ИК-диапазоне (от 4 до 10 мкм), работающие в импульсном режиме при комнатной температуре.

В отличие от межзонных полупроводниковых лазерных излучателей излучение ККЛ формируется при релаксации электронов внутри ямы, а инверсия достигается путем резонансного туннелирования электронов через потенциальные барьеры. В связи с этим квантово-каскадный лазер представляет собой сложную полупроводниковую гетероструктуру, состоящую из периодической сверхрешетки, содержащей до нескольких сотен квантоворазмерных слоев. Данная структура реализуется посредством точного послойного выращивания чередующихся нанометровых слоев полупроводниковых материалов с различной шириной запрещенной зоны. Длина волны

ККЛ определяется шириной выращиваемых квантовых ям. Поэтому толщина выращиваемых слоев и точность ее воспроизведения в многослойной сверхрешетке является критически важным параметром, отвечающим в первую очередь за монохроматичность излучения.

Целью данной работы было изучение спектрально-энергетических характеристик образцов ККЛ (см. рисунок 1), выращенных в ФТИ им. Иоффе, (С.-Петербург),

который является передовым производителем данного типа излучателей в России [3]. В первую очередь акцент в исследовании был сделан на температурных параметрах излучения и их связи с излучательными характеристиками.

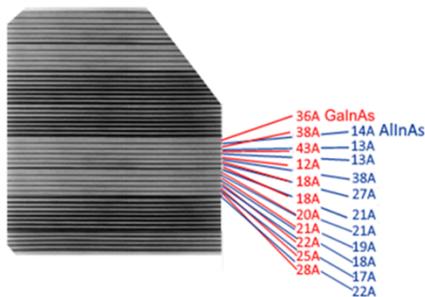


Рис. 2

Экспериментальные результаты и обсуждение

На предварительном этапе был создан стенд, на котором производились измерения энергетических и спектральных характеристик излучения ККЛ. С устройства

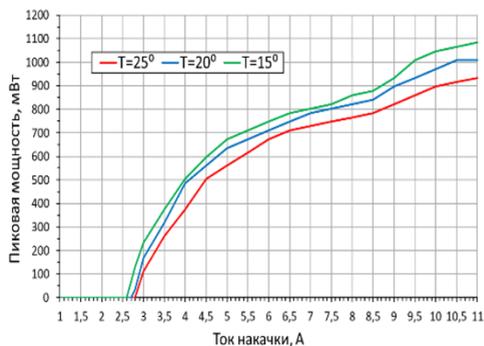


Рис. 2

управления током накачки подавались импульсы длиной в несколько сотен наносекунд и амплитудой до ~11 А. Затем излучение лазера направлялось на входную щель монохроматора M266 Solar, позволявшего проводить измерения в среднем ИК-диапазоне. На выходе спектрометра регистрировались отдельные компоненты спектра. Полученный сигнал через синхронный детектор попадал на АЦП и обрабатывался далее с использованием разработанной программы в среде LabView.

Были измерены ватт-амперные характеристики образцов (рисунки 2 и 3, соответственно), излучающих в диапазонах 8 мкм и 4,6 мкм при различных температурах подложки. Из представленных зависимостей можно сделать вывод, что температура рабочей области лазера в значительной степени влияет на выходную мощность и пороговый ток.

Зависимость порогового тока можно описать выражением $I(z) = I_0 e^{T/T_0}$. Из результатов эксперимента был рассчитан характеристический параметр T_0 . Значения составили ~150 – 155°K для образцов, работающих в диапазоне 4,6 мкм и ~105°K для образца, работающего на длине волны 8,0 мкм. У зарубежных аналогов, работающих в соответствующих режимах, значения этого параметра обычно соответствуют значениям 120°K для 4,6 мкм и ~90°K для 8 мкм [4]. Следует отметить, что в межзонных полупроводниковых лазерах ближнего ИК-диапазона данный параметр варьируется от 120°K до 200°K, в зависимости от качества изготовления. Полученные данные свидетельствуют о достаточно низком уровне оптических потерь в исследованных образцах.

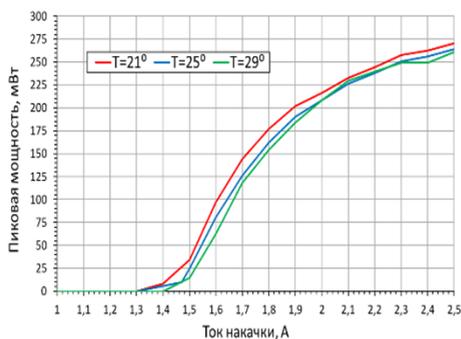


Рис. 3

изготовления. Полученные данные свидетельствуют о достаточно низком уровне оптических потерь в исследованных образцах.

Результаты исследований образцов выявили взаимосвязь между значением тока накачки и положением максимума в спектре излучения: при увеличении тока накачки наблюдается сдвиг спектра в коротковолновую область. Кроме того, зарегистрирована сложная составная структура спектра, сохраняющаяся во всем диапазоне значений тока накачки. Рисунки 4 и 5 демонстрируют огибающую излучения с учетом свипирования продольных мод в течение импульса накачки.

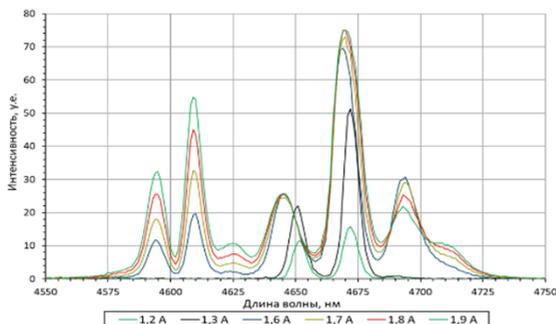


Рис. 4

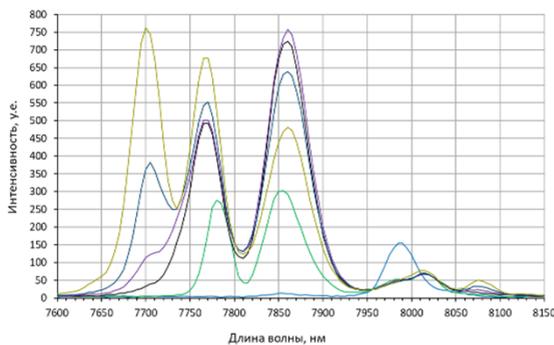


Рис. 5

мод в процессе генерации. Исследованные образцы характеризовались также практически линейной поляризацией излучения вблизи порогового тока. При увеличении тока накачки, наряду с уширением спектра, наблюдается уменьшение степени поляризации, что может ухудшать характеристики чувствительных к данной характеристике систем, например, схемы ПГС и т.п. В целях оценки эффективности практического применения лазерного образца $\lambda=4,6$ мкм было проведено модельное формирование закрытого канала транспортировки излучения. В качестве среды транспортировки излучения были использованы три различных типа халькогенидных волоконных световодов As-Se-Te и As-S-Te, прозрачных в среднем ИК диапазоне. Можно отметить, что при согласовании ККЛ с волокном присутствует высокая потеря

Особенностью полученных спектров является наличие нескольких локальных максимумов интенсивности с характерным квазипериодическим распределением. Наиболее вероятным объяснением наблюдаемой спектральной картины является предположение о многомодовом характере излучения данных образцов по поперечным индексам, обусловленном различными условиями усиления в отдельных каскадах лазерного излучателя. При этом относительная интенсивность отдельных спектральных компонент демонстрирует зависимость от уровня тока накачки, что свидетельствует о конкурентном взаимодействии различных поперечных

мощности, прежде всего – из-за френелевского отражения при вводе (потери примерно 20%), несоответствия числовой апертуры и не идеальности скола внешнего торца световода. Сказывается на эффективности формирования закрытого канала и неоднородность диаграммы направленности, связанная с присутствием различных поперечных мод в излучении ККЛ. Отметим также, что в данном диапазоне длин волн нет эффективных визуализаторов излучения, что создает дополнительные сложности в юстировке и коллимации лазерного пучка.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что резонатор Фабри-Перо, использованный в исследованных структурах, не является эффективным для решения задачи по получению узкого спектра лазера, т.е. требуется дополнительная спектральная селекция продольных и поперечных мод лазерного резонатора. Наиболее оптимальным решением могло бы стать внедрение технологии распределенной обратной связи (DFB) при выращивании кристалла для обеспечения одночастотного режима излучения за счет встроенной брэгговской решетки [5].

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

- [1] Hofstetter D., Faist J. // *Applied Physics*. 2003. Vol. 89. P. 61.
- [2] Андронов А.А., Гордин А.И., Зинченко Д.И. и др. // *Известия ВУЗов. Радиофизика*. 2003. Т. 46, № 8-9. С. 742.
- [3] Андриюшкин В.В., Новиков И.И., Гладышев А.Г., Бабичев А.В., Соколовский Г.С. и др. // *Журнал технической физики*. 2023. Т. 93, № 8. С. 1166.
- [4] Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Hutchinson A.L., Sirtori C., Chu S.N.G., and Cho A.Y. // *Applied Physics Letters*. 1994. Vol. 65. P. 2901.
- [5] 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.

ОСОБЕННОСТИ УСИЛЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$

Д.А. Нуждин, О.В. Мартынова, С.В. Курашкин, А.П. Савикин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Вследствие присущих $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ сильных тепловых эффектов и относительно низкой лучевой стойкости, масштабирование мощности лазеров 2-3 мкм на данном соединении ограничено. Одно из возможных решений этой проблемы – использование системы «задающий генератор + усилитель мощности», однако для эффективной работы такой системы важно правильно подобрать параметры усилителя под конкретные характеристики задающего лазера. В качестве усилителей, помимо монокристаллов $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$, могут быть использованы поликристаллические элементы $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$, которые в производстве существенно дешевле первых. Между тем, неравномерное распределение ионов Cr^{2+} в активном элементе, часто встречающееся в поликристаллах $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$, может внести заметные искажения в поперечное распределение интенсивности выходного (усиленного) сигнала.



Рис. 1

Целью настоящей работы было теоретическое исследование влияния неравномерного распределения активных ионов в $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -усилителе на коэффициент усиления и поперечный профиль интенсивности усиленного сигнала.

Численная модель однопроходного импульсного $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -усилителя

На основе балансных уравнений для населенностей энергетических уровней и уравнений переноса излучения с учетом реализуемой в $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ квазичетырехуровневой схемы накачки была поставлена начально-краевая задача (1) – (8), описывающая взаимодействие излучений на длинах волн $\lambda_p = 1,94$ мкм и $\lambda_s = 2,42$ мкм с усиливающей средой:

$$\frac{\partial n^*(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{I_p(\mathbf{r}, t)}{h\nu_p} [\sigma_{pa}n_0(\mathbf{r}, t) - \sigma_{pe}n^*(\mathbf{r}, t)] - \frac{I_s(\mathbf{r}, t)\sigma_{se}}{h\nu_s} n^*(\mathbf{r}, t) - \frac{n^*(\mathbf{r}, t)}{\tau}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial I_p(\mathbf{r}, t)}{\partial z} + \frac{1}{V_p} \frac{\partial I_p(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = I_p(\mathbf{r}, t) [-\sigma_{pa}n_0(\mathbf{r}, t) + \sigma_{pe}n^*(\mathbf{r}, t) - \chi_p], \quad (2)$$

$$\frac{\partial I_s(\mathbf{r}, t)}{\partial z} + \frac{1}{V_s} \frac{\partial I_s(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = I_s(\mathbf{r}, t) [\sigma_{se}n^*(\mathbf{r}, t) - \chi_s], \quad (3)$$

$$n_0(\mathbf{r}, t) + n^*(\mathbf{r}, t) = N_{\text{Cr}}(\mathbf{r}), \quad (4)$$

$$I_p(\mathbf{r}, 0) = I_s(\mathbf{r}, 0) = 0, \quad (5)$$

$$n^*(\mathbf{r}, 0) = 0, \quad (6)$$

$$I_p(x, y, 0, t) = I_p^{(0)} e^{-2(x^2+y^2)/r_{0p}^2} e^{-40(t-0.5T_p)^2/T_p^2}, \quad (7)$$

$$I_s(x, y, 0, t) = I_s^{(0)} e^{-2(x^2+y^2)/r_{0s}^2} e^{-40(t-0.5T_s-\Delta t)^2/T_s^2}, \quad (8)$$

где величины поперечных сечений σ_{pa} , σ_{pe} и σ_{se} , времени жизни верхнего лазерного уровня τ были взяты из работы [1]. Пассивные потери χ_p и χ_s , связанные с рассеянием излучения на неоднородностях материала, аналогично [2], считались пренебрежимо малыми и не учитывались. Гауссовы импульсы накачки и сигнала на входе усилителя ($z = 0$) имели одинаковые длительности по уровню $1/e^{10}$ $T_p = T_s = 200$ нс (≈ 50 нс по уровню 0,5) и частоты следования $f_p = f_s = 3$ кГц. Временная задержка между импульсами $\Delta t = 0$. Моделирование $Cr^{2+}:ZnSe$ -усилителя длиной $L = 1$ см проводилось для двух значений диаметров лазерных пучков (по уровню $1/e^2$) $d = 2r_{0p} = 2r_{0s}$: 0,5 и 1,0 мм; и пяти различных профилей концентрации ионов хрома вдоль поперечной

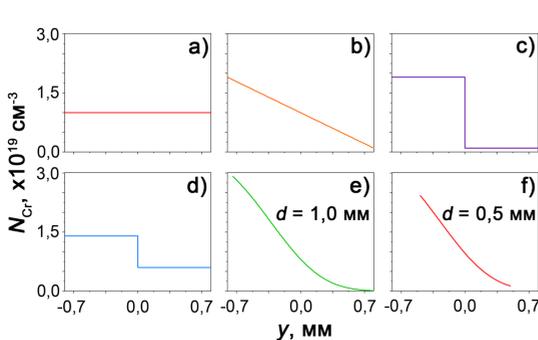


Рис. 2

координаты y (рис. 2): а) – однородное легирование (профиль №1); б) – линейное легирование (профиль №2); в) – высокая ступенька (профиль №3); д) – низкая ступенька (профиль №4); е), ф) – реальный профиль (профиль №5). На рис. 2 ноль на оси абсцисс совпадает с общим центром пучков накачки и сигнала при $z = 0$. Для корректности сравнения профили задавались таким образом, чтобы средняя по апертуре пучка концентрация ионов Cr^{2+} составляла $\langle N_{Cr} \rangle = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что является типичным значением для $Cr^{2+}:ZnSe$ [2]. Особый интерес представлял последний профиль, поскольку соответствует реальному поликристаллическому образцу $Cr^{2+}:ZnSe$ размером 6x6x14 мм, который был в нашем распоряжении (рис. 1).

Результаты моделирования и обсуждение

На рис. 3 представлены зависимости средней мощности сигнальной волны на выходе усилителя от мощности накачки для двух значений мощности на входе: а) $P_{вх} = 50$ мВт, $d = 1,0$ мм; б) $P_{вх} = 4$ Вт, $d = 1,0$ мм; в) $P_{вх} = 50$ мВт, $d = 0,5$ мм; д) $P_{вх} = 4$ Вт, $d = 0,5$ мм. Наилучшие результаты демонстрирует модельный $Cr^{2+}:ZnSe$ -усилитель с равномерным легированием (профиль №1), в то время как наименьшая эффективность наблюдается в усилителе со ступенчатым профилем №3. Из рис. 3 видно, что при мощностях накачки до 5 Вт профиль легирования активной среды не оказывает существенного влияния на мощность усиленного сигнала (без учета профиля №3). В целом, влияние профиля легирования на усилительные свойства $Cr^{2+}:ZnSe$ тем

меньше, чем меньше диаметры лазерных пучков и выше мощность затравочного излучения.

На рис. 4 представлены результаты моделирования влияния профиля концентрации ионов хрома в активном элементе на распределение интенсивности в поперечном сечении сигнального пучка на выходе $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -усилителя для двух значений диаметров лазерных пучков: 0,5 мм (А) и 1,0 мм (В). Здесь введены следующие обозначения: а) – однородное легирование (профиль №1); б) – линейное легирование (профиль №2); с) – высокая ступенька (профиль №3); д) – низкая ступенька (профиль №4); е) – реальный профиль (профиль №5); (I) – модельный пучок; (II) – идеальный гауссов импульс.

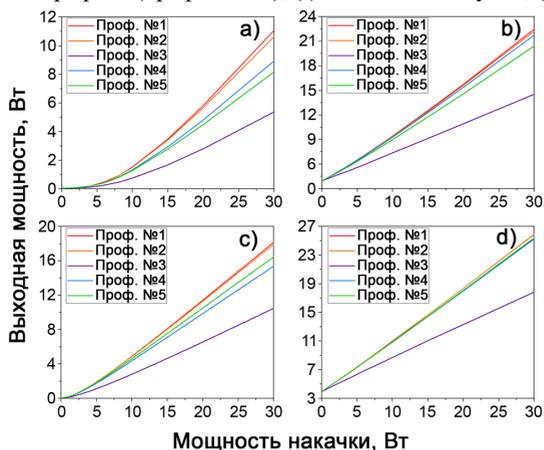


Рис. 3

расчетный выходной импульс после прохождения равномерно легированного усилителя. Длительность идеального гауссова импульса совпадает с длительностью импульсов на входе усилителя. Как и ожидалось, наименьшие искажения формы выходного пучка от гауссовой наблюдаются для однородно легированного $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -усилителя. Активный элемент с линейным профилем легирования незначительно смещает центр лазерного пучка в область с большей концентрацией ионов хрома. После прохождения такого элемента гауссов пучок становится асимметричным, что особенно заметно для пучка диаметром 1,0 мм. Ступенчатые распределения концентрации ионов Cr^{2+} сильно деформируют пучок, и на выходе мы имеем подобие склеенного из «половинок» гауссовых пучков различной мощности распределения. При прохождении гауссова пучка через усилитель с профилем реального поликристалла $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$, форма его на выходе искажается, пик интенсивности смещается в область с большей концентрацией активных центров. Как и в предыдущем случае, искажения становятся менее заметными с уменьшением диаметра лазерных пучков.

На графиках интенсивность излучения приведена в нормированных единицах, причем за единицу принята пиковая интенсивность одиночного импульса на выходе усилителя с равномерным легированием активного элемента. На графиках, соответствующих распределениям интенсивности в выходном пучке вдоль поперечной координаты y (I), для сравнения показано аналогичное распределение для идеального гауссова импульса (II), имеющего ту же энергию и пиковую интенсивность, что и

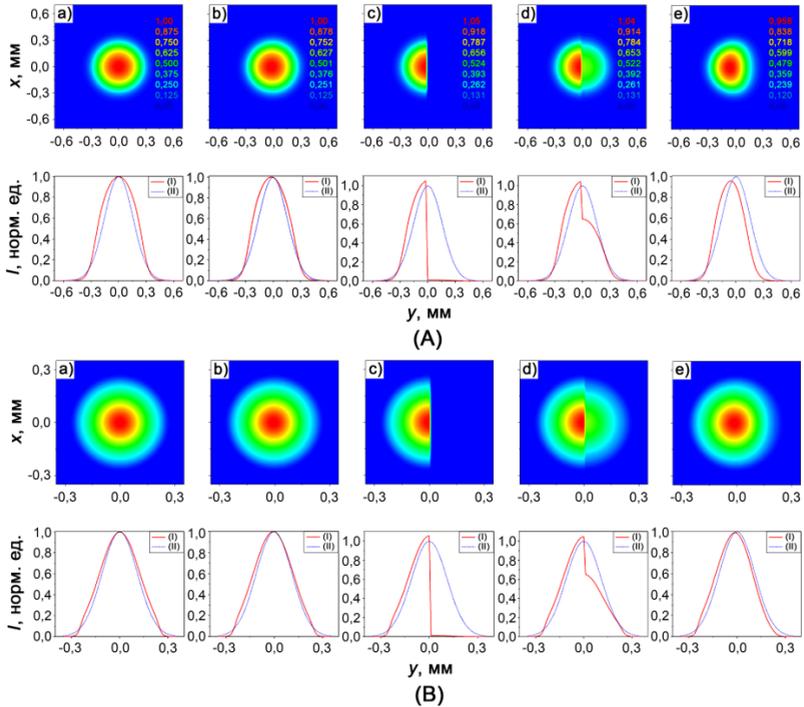


Рис. 4

Заключение

Таким образом, наилучшими характеристиками в качестве усилителя излучения диапазона 2–3 мкм обладает однородно легированный монокристалл $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$, однако, как показали наши расчеты, неоднородно легированные поликристаллы $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ также могут быть использованы в качестве усилителей, заметно уступая монокристаллам лишь при относительно широких лазерных пучках. Следует отметить, что неоднородно легированные кристаллы позволяют выделять области с различной средней концентрацией активных центров, тем самым давая возможность управления процессом масштабирования выходной мощности $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -усилителя.

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

- [6] Mirov S.B., Fedorov V.V., Martyshkin D., Moskalev I.S., Mirov M., Vasilyev S. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2015. Vol. 21. P. 1601719.
 Berry P.A., Schepler K.L. // Opt. Express. 2010. Vol. 18. P. 15062.

ПРИМЕНЕНИЕ СКАНИРУЮЩЕГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ CO₂ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ Cr²⁺:ZnSe ЛАЗЕРА

Р.С. Петров, О.В. Маргынова, А.П. Савикин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Мониторинг парниковых газов является одной из ключевых задач в борьбе с глобальным изменением климата и охране окружающей среды. Парниковые газы, такие как углекислый газ (CO₂), метан (CH₄), закись азота (N₂O) и фторсодержащие соединения, способствуют задержке теплового излучения Земли и повышению средней температуры атмосферы, что приводит к изменениям климата и другим экологическим проблемам. При этом, углекислый газ имеет линии поглощения вблизи области генерации Cr²⁺:ZnSe лазера, что позволяет использовать методы лазерной спектроскопии для измерения его концентрации с высокой чувствительностью, точностью и возможностью работать в режиме реального времени.

Данная работа посвящена описанию методики сканирования спектра поглощения углекислого газа при помощи интерферометра Фабри–Перо с использованием Cr²⁺:ZnSe лазера.

Оптическая схема измерительной установки

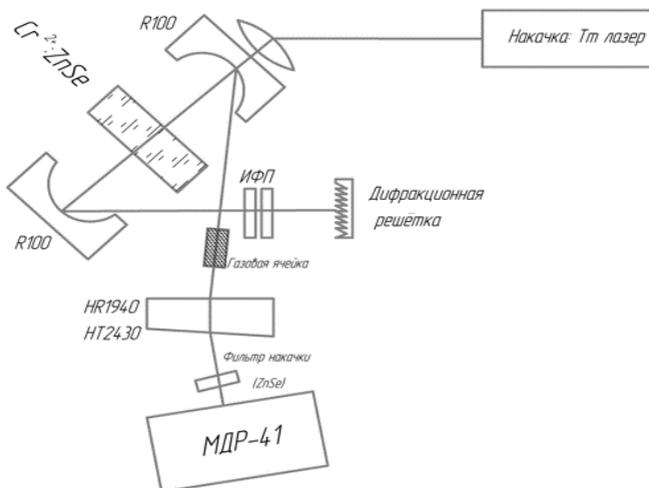


Рис. 1

Данная установка (рис. 1) представляет собой Cr²⁺:ZnSe ($\lambda=2,43\text{мкм}$) с накачкой волоконных Тм лазером ($\lambda=1,94\text{мкм}$). В качестве рабочей среды лазера использовался поликристалл Cr²⁺:ZnSe, в форме параллелепипеда (3x10x17мм). Для увеличения лучевой стойкости торцов кристалла к излучению накачки и для уменьшения тепловых

искажений внутри кристалла, образец ZnSe был неоднородно легирован так, чтобы максимальная концентрация Cr^{2+} достигалась на центральной оси образца, перпендикулярной к рабочим торцам. Внутрь резонатора ОКГ был помещен интерферометр Фабри-Перо, зеркала которого закреплены на пьезокерамический столбик фирмы Thorlabs модель РК44М3В8Р2. Он позволяет изменять базу интерферометра в пределах 16мкм при подаче напряжения до 150В при $T=25\text{C}$. В качестве измерительного устройства был использован решеточный монохроматор МДР-41, оснащенный системой автоматизации измерений.

Описание методики сканирования спектра

Используя молекулярную спектроскопическую базу данных HITRAN, были получены линии поглощения углекислого газа в пределах от 2678 до 2688нм (рис. 2). В более широком диапазоне длин волн можно увидеть р и г ветви колебательно-вращательных переходов в спектре поглощения. Центр р-ветви приходится на 2700мкм, а г-ветви на 2685нм.

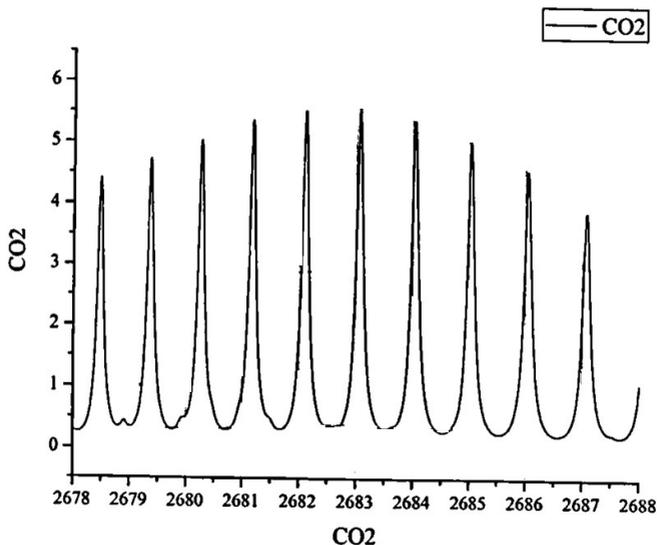


Рис. 2

По полученным данным из рис. 2 видно, что линии поглощения в данном диапазоне имеют периодическую структуру. Спектральные максимумы пропускания находятся на одинаковом расстоянии друг от друга $\Delta\lambda=1\text{нм}$.

Создание лазера с узкой перестраиваемой спектральной линией является технически сложно реализуемой задачей, однако можно создать оптический квантовый генератор с селективным элементом (интерферометром Фабри-Перо) в резонаторе, что обеспечит несколько узких эквидистантных линий в спектре. Число этих линий можно

варьировать при помощи дифракционной решетки, выделяя необходимую спектральную область.

Для получения подобной интерференционной картины для $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ лазера, в резонатор необходимо поместить интерферометр с $R(\lambda=2430\text{нм})=80\%$, $n=1.45$ и базой $d=2.04\text{мм}$ исходя из формулы $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nd}$. Первичная настройка может осуществляться вручную, а дальнейшая с использованием пьезокерамики.

После получения подобного спектра генерации $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ с селективным резонатором необходимо установить ячейку, заполненную углекислым газом согласно экспериментальной схеме. В таком случае, ожидается получить максимальную величину поглощения излучения углекислым газом.

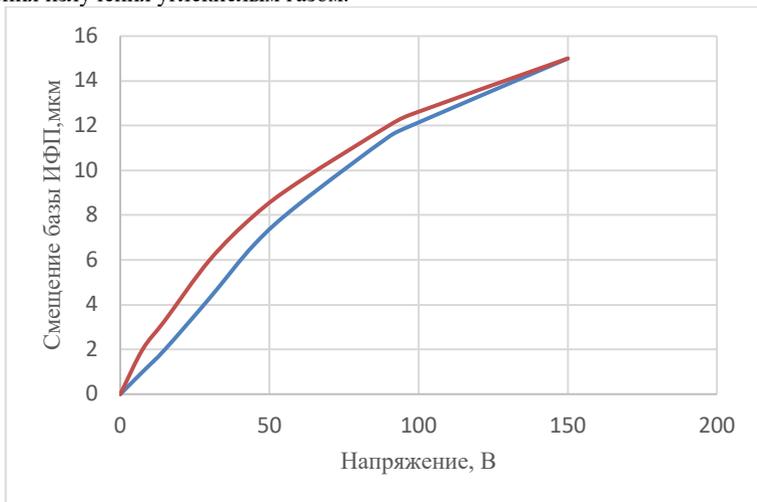


Рис. 3

При изменении величины напряжения на пьезокерамическом столбике (согласно перестроечной кривой на рис. 3) можно осуществлять перестройку длины волны, таким образом можно подобрать такое напряжение, при котором спектр будет смещаться от n -го максимума в спектре к $(n+1)$ -му. При этом следует отметить, что в данной зависимости присутствует гистерезис, который необходимо учитывать при юстировке данной оптической системы. Важно, что в таком случае из-за сканирования не одной линией, а пачкой линий, увеличивается отношение сигнал-шум, что в разы увеличивает точность измерения концентрации CO_2 .

Экспериментально была осуществлена перестройка спектра генерации, опытные результаты представлены на рис. 4. В данном эксперименте дифракционная решетка не использовалась, из-за этого спектр находится в более коротковолновой области. Спектральные линии изрезаны из-за паразитной интерференции внутри данной оптической системы, что требует дополнительных исследований и доработок оптической системы.

Из теории интерференции получим более простую оценочную формулу:

$$m\lambda = 2nd\cos\theta, \quad \cos\theta = 1, \quad m, n = 1$$

$$\Delta U_{\text{теор}} = \frac{\lambda}{2K} = 15\text{В}, \quad \text{где } K = \frac{1}{15} \text{ нм/В.} \quad (1)$$

Таким образом напряжением 7,5В удалось осуществить перестройку от n-го максимума к (n+1)-му в спектре генерации $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ лазера или же перестроиться от одного максимума поглощения к соседнему.

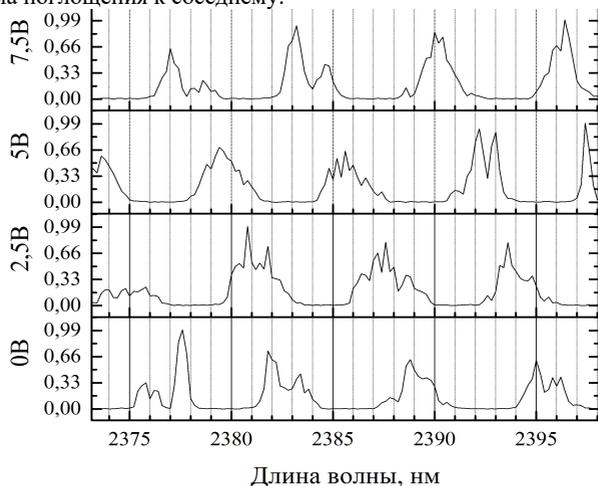


Рис. 4

Заключение и замечания

Можно использовать более сложные методики сканирования. Например, подавать на пьезокерамический элемент синусоидальный сигнал или пилообразное напряжение. В таком случае ожидается получить промодулированный сигнал с частотой подаваемого напряжения и уже из него вычислять концентрацию углекислого газа.

Таким образом, описанный выше метод планируется использоваться для создания лазера, как инструмента для высокоточного и чувствительного метода измерения концентрации углекислого газа. Данную систему в дальнейшем можно использовать на дронах или самолетах для экологического мониторинга территорий, а также в химии и медицине.

- [1] Демтрёдер В. Современная лазерная спектроскопия. – Долгопрудный: Интеллект, 2014, 1072 с.
- [2] <https://hitran.iao.ru/>
- [3] Анохов С. П., Марусий Т. Я., Соскин М. С. Перестраиваемые лазеры – М.: Радио и связь, 1982, 360 с.

РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ МОЛЕКУЛЫ $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$ С ТОЧНОСТЬЮ БЛИЗКОЙ К ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ НА ОСНОВЕ ПОВЕРХНОСТИ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ, ПОЛУЧЕННОЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВАРИАЦИОННЫХ ПРИНЦИПОВ

М.А. Рогов^{1,2)}, И.И. Майзус³⁾, Н.Ф. Зобов²⁾, О.Л. Полянский²⁾, Дж. Теннисон⁴⁾, Р.И. Овсянников²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

³⁾ Холонский технологический институт

⁴⁾ Университетский колледж Лондона

Введение

Молекула закиси азота N_2O занимает 4-ю строчку в базе данных HITRAN [1] 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 преимущество 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 [2-4], 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 (Potential energy surface (PES)) молекулы из которой мы получаем высокоточные волновые функции [5].

В нашей работе по оптимизации PES и получении высокоточных интенсивностей переходов в качестве стартовой точки мы будем брать полученную нами PES в Якоби координатах [6] из *ab initio* PES Шредера, дающую среднеквадратичное отклонение уровней энергии от экспериментальных $0,003 \text{ см}^{-1}$. Вычисления мы проводили в программе DVR3D [7].

Описание методики расчетов и результаты

Для расчетов интенсивностей с высокой точностью мы перевели нашу PES в Якоби координатах в координаты Радау с подбором оптимального базисного набора осцилляторов Морзе с параметрами 2,99, 0,3 и 0,01 по координате r_1 и r_2 . Мы используем 30, 30 и 100 точек сетки для двух радиальных и угловой координат Радау соответственно, а конечный размер гамильтониана равен 2000.

Среднеквадратичное отклонение уровней энергии от экспериментальных, с полученной нами PES60hJ.R составил $0,007 \text{ см}^{-1}$.

Интенсивности, рассчитанные с PES60hJ.R получаются значительно лучше, чем те расчеты, которые мы проводили с PES в Якоби координатах [6] с той же *ab initio* DMS (поверхность дипольного момента). Результаты сравнения (в %) интенсивностей,

получаемых с PES60hJ.R и ab initio DMS-PES60hJ.R.ai и рассчитанных в NIST-Ames.1 [8], с измеренными с наилучшей на сегодняшний день точностью [9] для полос 0000-5000 и 0000-4200 приведены в табл. 1 (для полосы 0000-4200), табл. 2 (для полосы 0000-5000).

Далее мы решили повысить точность нашей PES60hJ.R в Радау координатах путем подгонки уровней энергии, получаемых с данной поверхностью к экспериментальным, с добавлением к ней полинома (1), коэффициенты которого оптимизировались с помощью специальной программы [10]

$$V = V_{radau} + \sum_{k,m,n=0}^8 C_{kmn} (r_{NN} - r_{NN}^e)^k (r_{NO} - r_{NO}^e)^m (\theta - \theta_e)^n, \quad (1)$$

где C_{kmn} набор из 60 подобранных с помощью программы 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, θ и $\theta_e = \pi$ – мгновенное и равновесное значение угла, V_{radau} -PES60hJ.R, полученная нами в Радау координатах. PES оптимизировалась с теми же параметрами и в тех же точках, которые мы использовали при получении изначальной PES60hJ.R в Радау из Якоби координат. Для подгонки использовалось 266 экспериментальных уровней энергии с $J=0,2,5$ и для всех этих уровней энергии среднеквадратичное отклонение от рассчитанных с нашей, оптимизированной PES уровней энергии составило $0,004 \text{ см}^{-1}$.

Рассчитав с оптимизированной PES названной нами PES60f.R и той же ab initio DMS [6] интенсивности переходов-PES60f.R.ai, мы получили результат значительно лучший по сравнению с расчетами Ames.1 и нашими результатами с неоптимизируемой PES60hJ.R, получив для большинства переходов субпроцентные точности вычислений интенсивностей табл. 1, 2.

Табл. 1

Line	w, cm ⁻¹	I, cm/mole-cule	Ames.1,%	PES60hJ.R.ai, %	PES60f.R.ai, %
P10e	6286,47364	2,46E-24	-2,3	-2,38	0,82
P9e	6287,430421	2,29E-24	-3,1	-2,97	0
P8e	6288,373997	2,18E-24	0	0	3,32
P7e	6289,304378	1,92E-24	-2,6	-2,54	0,52
P6e	6290,221565	1,69E-24	-2,8	-2,87	0
P5e	6291,125559	1,45E-24	-2,4	-2,68	0,69
P4e	6292,016361	1,19E-24	-2	-1,65	0,85
P3e	6292,893972	9,06E-25	-2,2	-2,27	0,89
P2e	6293,758388	6,03E-25	-3,6	-3,67	-0,5
P1e	6294,609609	2,99E-25	-5,3	-5,38	-2,29
R0e	6296,272448	3,07E-25	-3,3	-3,46	-0,32
R1e	6297,084057	6,22E-25	-1,8	-1,74	1,3
R2e	6297,882451	9,23E-25	-2,1	-2,22	0,98
R3e	6298,667624	1,21E-24	-2,7	-2,42	0
R4e	6299,439566	1,50E-24	-2	-1,96	1,35
R5e	6300,198270	1,75E-24	-2,9	-2,78	0
R6e	6300,943725	2,03E-24	-1,2	-1,46	2,01
R7e	6301,675921	2,23E-24	-2,4	-2,62	0,45

Табл. 2

Line	w, cm ⁻¹	I, cm/mole-cule	Ames.1,%	PES60hJ.R.ai, %	PES60f.R.ai, %
P7e	6367,162054	8,93E-25	-4,3	-2,09	0,55
P6e	6368,079869	7,78E-25	-5,7	-3,5	-0,79
P5e	6368,984422	6,71E-25	-4,9	-2,66	-0,04
P4e	6369,875696	5,49E-25	-4,9	-2,75	-0,09
P3e	6370,753673	4,11E-25	-6,6	-4,4	-1,89
P2e	6371,618341	2,86E-25	-3,9	-1,75	1,02
P1e	6372,469689	1,43E-25	-4,5	-2,45	0,28
R0e	6374,132400	1,39E-25	-7,7	-5,81	-3,19
R1e	6374,943758	2,94E-25	-2,3	-0,03	2,76
R2e	6375,741786	4,24E-25	-5,3	-3,15	-0,42
R3e	6376,526487	5,59E-25	-5,3	-3,19	-0,43
R4e	6377,297871	6,84E-25	-5,8	-3,55	-0,9
R5e	6378,055947	8,12E-25	-4,8	-2,63	0,14
R6e	6378,800729	9,20E-25	-5,2	-3,03	-0,41
R7e	6379,532233	1,08E-24	-0,1	2,57	4,56
R8e	6380,250481	1,13E-24	-4,1	-2,17	0,45
R9e	6380,955494	1,20E-24	-4,3	-2,28	0,01

Выводы

- 1) Получены поверхности потенциальной энергии молекулы N_2O с высокой точностью $0,007 \text{ cm}^{-1}$ для PES60hJ.R, $0,004 \text{ cm}^{-1}$ для PES60f.R
- 2) Подобран набор, включающий в себя базисный набор осцилляторов Морзе для координат r_1 и r_2 в Радау координатах для точного решения уравнения Шредингера в программе DVR3D.
- 3) Получены списки линий на основе этих поверхностей большинство из которых близки к экспериментальным данным.
- 4) На основании сравнения точностей двух поверхностей и получаемых с их использованием интенсивностей при расчетах с одной и той же DMS мы пришли к выводу о сильной зависимости интенсивностей от малых колебаний точности PES.

- [1] Gordon I.E. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2022. Vol. 277. P. 107949.
- [2] Maki A.G. et al // J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. 1992. Vol. 97. P. 409.
- [3] Morino I. et al // J. Mol. Spectrosc. 1999. Vol. 196. P. 131.
- [4] Horneman V.M. et al // J. Mol. Spectrosc. 2007. Vol. 241. P. 45.
- [5] Bunker P.R. and Jensen P. Molecular Symmetry and Spectroscopy. NRC Research Press, Ottawa, 1998, 415 p.
- [6] Mizus I.I. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2025. Vol. 344. P. 109463.
- [7] Tennyson J. et al // Comput. Phys. Commun. 2004. Vol. 163. P. 85.
- [8] Huang X. et al // Mol. Phys. 2024. Vol. 122. P. 7.
- [9] Adkins E.M. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2021. Vol. 262. P. 107527.
- [10] Yurchenko S.N. et al // J. Chem. Phys. 2003. Vol. 290. P. 59.

УПРАВЛЕНИЕ ВРЕМЕННЫМИ И СПЕКТРАЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ИМПУЛЬСОВ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ РЕГЕНЕРАТИВНОМ УСИЛИТЕЛЕ

И.А. Самсонов^{1,2)}, И.Б. Мухин²⁾, С.В. Луконькин²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Одним из актуальных направлений развития твердотельных лазеров является разработка лазерных усилителей, в частности регенеративных. Работа такого усилителя основана на многократном прохождении импульса через усиливающую среду, помещенную в резонатор, отпираемый и запираемый с помощью оптического ключа, например, электрооптического затвора.

Важным фактором при формировании и усилении лазерных импульсов накачки является используемая для этого лазерная среда. В лазерах с экстремально высокой пиковой мощностью особое значение имеет кристалл Nd:YLF, т. к. центральная длина волны его усиления близка к максимуму спектра усиления в неодимовом фосфатном стекле. Поэтому этот материал часто используется в предварительных усилителях высокоэнергетических лазеров на неодимовом стекле, включая лазеры накачки параметрических усилителей петаваттного уровня пиковой мощности. Для использования Nd:YLF-лазеров в качестве накачки параметрических усилителей импульсы накачки должны быть синхронизованы с фемтосекундным излучением с точностью в единицы или десятки пикосекунд, и самым лучшим способом является оптическая синхронизация. Для этого часть излучения фемтосекундного генератора необходимо преобразовать в нужный спектральный диапазон в области 1053,5 нм и далее растянуть до нужной длительности (как правило, доли или единицы наносекунд) спектральными устройствами. Далее такой сигнал может быть усилен в регенеративном или другом Nd:YLF-усилителе. Основной проблемой такого подхода является узкая полоса усиления Nd:YLF (около 0,3 нм), что требует при стретчировании импульсов очень большой дисперсии.

В данной работе представлены результаты разработки регенеративного твердотельного Nd:YLF усилителя, совмещенного со стретчером, узкополосных импульсов с использованием chirпирующей объёмной брэгговской решеткой (CVBG). Похожий подход продемонстрирован при усилении лазерных импульсов в волоконных усилителях [1]. Экспериментально реализовано одновременно регенеративное усиление, возможность управления шириной спектра усиливаемых импульсов и, независимо, возможность управления длительностью усиливаемых импульсов.

Оптическая схема Nd:YLF регенеративного усилителя

Функциональная схема регенеративного усилителя с регулировкой длительности и спектра усиливаемых импульсов представлена на рис. 1 (fs laser – задающий фемтосекундный лазер, FI – изолятор Фарадея, PC – ячейка Поккеля, SM – сферическое зеркало, DM – дихроичное зеркало, LD – диодный лазер). Источником излучения является фемтосекундный иттербиевый волоконный лазер, формирующий стретчированные импульсы длительностью 1 нс с шириной спектра 1 нм с центральной длиной

волны 1053.5 нм (рис. 2). Особенностью регенеративного усилителя является использование в нем chirpiрующей объёмной брэгговской решетки (CVBG), установленной так, чтобы отражать усиливаемое излучение под углом $\sim 3^\circ$. При этом излучение приобретает не только временной, но и пространственный chirp в плоскости отражения, как в работе [2]. Путем регулировки диаметра диафрагмы (от максимального до диаметра основной моды резонатора) можно селективировать пропускаемый спектр излучения. Путем изменения количества обходов излучения через резонатор можно регулировать итоговую длительность растягиваемого и усиливаемого в регенеративном усилителе импульса с шагом, соответствующим диаметру диафрагмы. Таким образом, при изменении диаметра диафрагмы возможна плавная подстройка длительности импульса. Использование в схеме ячейки Погкельса обеспечивает необходимую селекцию усиливаемых импульсов.

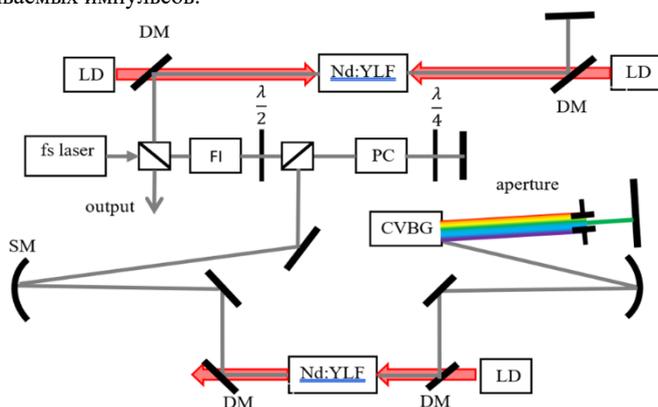


Рис. 1

Результаты измерений и теоретический расчёт

На рис. 2 представлена осциллограмма (слева) и спектр лазерного импульса на входе в регенеративный усилитель и выходе (справа). Длительность импульса составляет 1 нс при ширине спектра 1 нм.

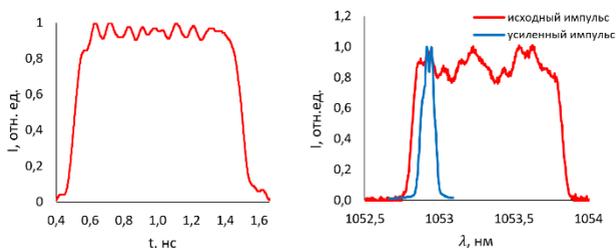


Рис. 2

При максимальном диаметре диафрагмы регенеративного усилителя (когда не осуществляется спектральной селекции) оптимальное по выходной энергии импульсов количество обходов резонатора составило 21 раз. Энергия в импульсе при этом составила 400 мкДж с длительностью импульса 4,8 нс а ширина спектра излучения – 0.3 нм. При уменьшении диаметра диафрагмы ширина спектра усиливаемого излучения уменьшается, соответственно уменьшается и длительность импульса. При минимально допустимом диаметре диафрагмы, близком к диаметру основной моды резонатора (0,75 мм), спектр усиливаемого излучения обузился до 0.1 нм, а длительность импульса уменьшилась до 1.62 нс. Энергия в импульсе составила 300 мкДж и, далее они усилены в двухпроходном усилителе до 2.5 мДж, что соответствует усилению исходного сигнала на величину более 10^4 . При увеличении количества обходов резонатора длительность импульса последовательно увеличивается из-за увеличения количества обходов через CVBG. При 32-х обходах длительность составила 2.18 нс. На рис. 3 представлены осциллограммы усиленных после двухпроходного усилителя импульсов по мере увеличения количества обходов. Поскольку усиливается стретчированный импульс, его временной профиль во многом определяется спектральным профилем излучения (который, в свою очередь, формируется жесткой диафрагмой) и дифракционными эффектами при усилении в одномодовом регенеративном усилителе.

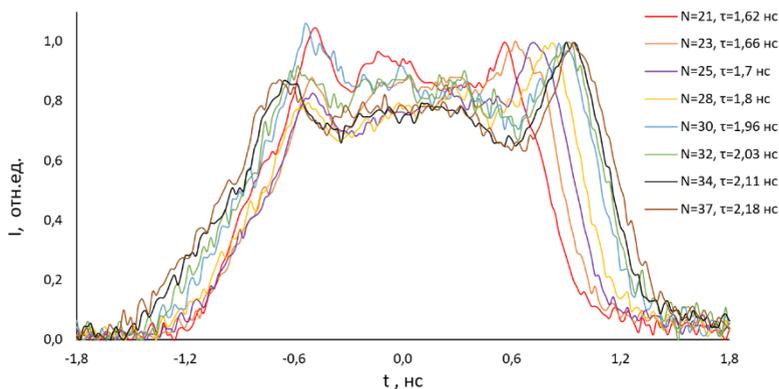


Рис. 3

На основе данных о ширине спектра исходного импульса, его дисперсии и числе обходов через резонатор, а также дисперсии используемой CVBG, можно аналитически рассчитать длительность импульса на выходе из оптической установки (рис. 1):

$$\tau = (D_{pulse} + 2ND_{Bragg}) \cdot \delta\lambda, \quad (1)$$

где D_{pulse} – дисперсия входного импульса, N – количество обходов через резонатор, D_{bragg} – дисперсия брэгговской решетки, $\delta\lambda$ – ширина спектра усиленного импульса, которая может регулироваться диафрагмой, установленной в резонаторе.

На рис. 4 представлена зависимость длительности импульсов (по уровню 1/2) от количества обходов резонатора, а также аналитическая зависимость согласно формуле (1). Экспериментальные данные здесь соответствуют параметрам усиленных лазерных импульсов с осциллограммы на рис. 3. Наблюдается линейная зависимость, а угол наклона определяется величиной дисперсии CVBG (0,35 нс/нм для используемой в эксперименте решетки) и шириной спектра усиливаемого излучения, которая может регулироваться внутррезонаторной диафрагмой (измерения выполнены для минимальной ширины линии излучения 0.1 нм).

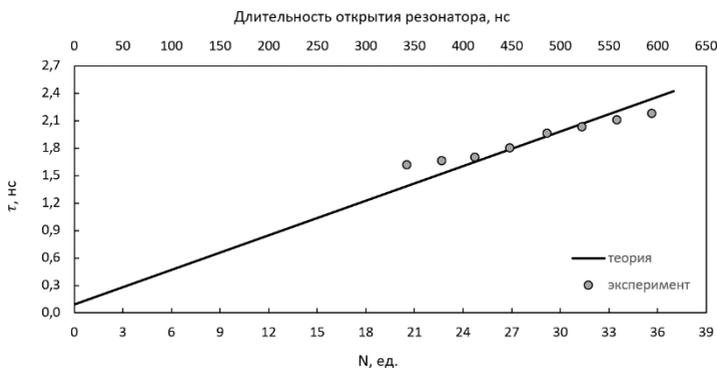


Рис. 4

Заключение

В данной работе предложен способ управления временными импульсами твердотельного Nd:YLF регенеративного усилителя путём добавления в оптическую схему chirpiрующей объёмной брэгговской решётки (CVBG). Использование в резонаторе CVBG с отражением под небольшим углом позволяет дополнительно регулировать спектральную полосу усиления регенеративного усилителя. Предложенный способ экспериментально реализован на примере регенеративного Nd:YLF усилителя, что позволило сформировать оптически синхронизированные с фемтосекундным излучением узкополосные (~ 0.1 нм) импульсы с перестраиваемой длительностью в диапазоне 1.6–2.2 нс. Сформированные импульсы будут использованы в качестве накачки параметрического усилителя лазерной системы PEARL (PEtawatt pARametric Laser).

- [1] Zhang C., Wang X., Fan W. et al. // Chin. Opt. Lett. 2013. Vol. 11, no. 7. P. 070606.
[2] Martyanov M., Mukhin I., Kuzmin I., Mironov S. // Opt. Lett. 2022. Vol. 47, no. 3. P. 557.

ВОЛОКОННЫЙ ЭРБИЕВЫЙ ЛАЗЕР ДЛЯ ФРАКЦИОННОГО ОМОЛОЖЕНИЯ

Р. Шахин^{1, 2)}, А.Н. Морозов²⁾, О.Н. Еремейкин²⁾, К.В. Шатилова²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ООО "Мелситек"

Введение

В последние годы растет интерес к мощным эрбиевым волоконным лазерам, работающим в диапазоне длин волн 1,5–1,6 мкм, обусловленном применении их в телекоммуникационном диапазоне волоконно-оптических линий связи, безопасностью излучения для глаз и относительно малым рассеянием в атмосфере. Эти преимущества позволяют активно увеличивать их применение в научных, медицинских и промышленных областях [1–4]. По сравнению с твердотельными лазерами, волоконные лазеры обладают рядом существенных преимуществ, таких как компактность, надежность, отсутствие необходимости подстройки в процессе работы, простота изготовления и гибкость настройки импульсного режима, что делает их особенно привлекательными для коммерческого использования, а также экономически эффективным решением для указанных областей применения. В настоящее время основные успехи в разработке эрбиевых волоконных лазеров достигнуты в двух основных направлениях: непрерывные лазеры и импульсные лазеры с длительностью импульса, значительно меньшей, чем время жизни верхнего состояния активного иона Er³⁺, такие как нано-, пико- и фемтосекундные лазеры [5]. Развиваются также актуальные применения лазеров в биомедицине и косметологии, в том числе фракционное лазерное омоложение, являющееся перспективным направлением в современной лазерной косметологии. Однако для эффективности процедуры лазерного омоложения кожи необходима пиковая мощность около 30 Вт и энергия импульса в диапазоне 6–150 мДж, что приводит к требуемой длительности импульса от 200 мкс до 5 мс [6]. Данная работа посвящена результатам разработки полностью волоконной лазерной системы, на основе активного одномодового оптического волокна легированного ионами эрбия, построенной по схеме MOPA (Master Oscillator Power Amplifier), которая позволяет генерировать микросекундные/субмиллисекундные импульсы с требуемой энергией.

Схема оптического модуля этого лазера

Задающий генератор (рис. 1) построен по классической схеме с линейным резонатором, образованным двумя волоконными брэгговскими решетками (FBG) HR и OC с коэффициентами отражения 99,5% и 7% соответственно и одномодовым активным волокном, легированным ионами Er-Yb, накачиваемым во встречном направлении диодной лазерной линейкой с длиной волны 940 нм. Волоконные брэгговские решетки были изготовлены на стандартном одномодовом волокне SMF-28. После задающего генератора, работающего в непрерывном режиме, для защиты от нежелательных обратных отражений установлен поляризационно-нечувствительный изолятор Фарадея, выполненный на основе волокна SMF-28 с максимально допустимой оптической мощностью 5 Вт. Для формирования последовательности импульсов из непрерывного излучения задающего генератора был использован амплитудный акустооптический модулятор (АОМ) с внешним управлением. Далее импульсы усиливались в оптическом усилителе

мощности, построенном на основе одномодового активного волокна с большой диаметром моды (LMA) легированного только ионами Er. Волокно имеет диаметр сердцевины 26 мкм с диаметром модового поля 20 мкм. Для накачки каскада усиления использовались две диодных накачки с длиной волны 981 нм и мощностью по 60 Вт каждая.

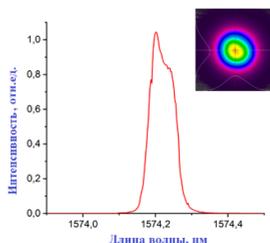
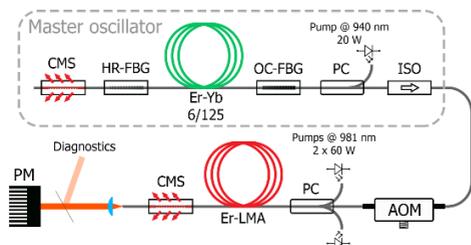


Рис. 1. Схема волоконно-оптического лазера

Рис. 2. Спектр и профиль пучка

Результаты и выводы

На (рис. 2) представлен спектр лазерной генерации на выходе лазерной системы, измеренный анализатором спектра ANDO AQ6317. Он имеет центральную длину волны 1574,2 нм с FWHM 0,09 нм. Спектр был стабилен во время всех операций без каких-либо биений или дрейфа длины волны. Максимально полученная средняя мощность составила 33 Вт в непрерывном режиме при КПД около 26%.

- [1] Chen J., Zhao X., Yao Z., Chen J., Li T., Li Q., Xie S., Liu J., Zheng Z. // Dual-comb spectroscopy of methane based on a free-running Erbium-doped fiber laser. *Opt. Express*. 2019. Vol. 27. P. 11406.
- [2] Verburg P.C., Römer G.R.B.E., Huis in 't Veld A.J. // Optimization of frequency-doubled Er-doped fiber laser for miniature multiphoton endoscopy. *Opt. Express*. 2014. Vol. 22. P. 21958.
- [3] Huang L., Zhao X., Tang S. // Dual-comb spectroscopy of methane based on a free-running Erbium-doped fiber laser. *J. Biomed. Opt.* 2018. Vol. 23. P. 1.
- [4] Dalponte M., Ene L.T., Gobakken T., Næsset E., Gianelle D. // Predicting Selected Forest Stand Characteristics with Multispectral ALS Data. *Remote Sens.* 2018. Vol. 10.
- [5] Lee K.F., Zhou G., Winful H.G., Jiang J., Fermann M.E. // Megawatt single mode femtosecond erbium fiber laser. *Proc.SPIE*. 2021. Vol. 11665. P. 6.
- [6] Freedman J.R., Greene R.M., Green J.B. // Histologic effects of resurfacing lasers. *Facial Plast. Surg.* 2014. Vol. 10. P. 40.

Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»

Заседание секции проводилось 19 мая 2025 г.
Председатель – А.В. Маругин, секретарь – К.Э. Сумачев.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.