

$\text{Er}(1.3\text{ат.}\%):\text{KGd}_{0.2}\text{Yb}_{0.15}\text{Y}_{0.65}(\text{WO}_4)_2$ от поглощенной мощности накачки для выходного зеркала лазера с пропусканием 2% на длине волны генерации изображена на рисунке 4.

Изменение мощности накачки осуществлялось с помощью вращающегося нейтрального фильтра переменной плотности так, что параметры излучения накачки внутри активного элемента оставались неизменными. Поглощенная мощность накачки измерялась в условиях генерации, с учетом второго прохода накачки внутри слоя. Наибольшее значение выходной мощности составило 16 мВт на длине волны 1606 нм. Дифференциальная эффективность генерации по поглощенной мощности накачки достигала 64%, порог генерации составил 120 мВт. Спектр генерируемого лазерного излучения наряду с прошедшим излучением накачки был

зарегистрирован с помощью спектрометра APE WaveScan и представлен на рисунке 5.

Полученное значение дифференциальной эффективности генерации превосходит результат, достигнутый ранее с объемным кристаллом $\text{Er:KY}(\text{WO}_4)_2$ [2]. Это свидетельствует о высоком оптическом качестве выращенного слоя и демонстрирует его пригодность для применения в планарном волноводном лазере.

1. Изготовление монокристаллического слоя $\text{Er:KGd,Yb,Y}_{(1-x-y)}(\text{WO}_4)_2$ для планарных волноводных лазеров / О.П. Дернович, С.В. Курильчик, В.Э. Кисель, Н.В. Кулешов, С.А. Гурецкий, И.М. Колесова // 9-ая международная научно-техническая конференция «Приборостроение 2016», Минск, 23–25 ноября 2016 г. / пред. редкол. Гусев О.К. – Минск : БНТУ, 2016. – С. 308-310.
2. In-band pumped room-temperature $\text{Er:KY}(\text{WO}_4)_2$ laser emitting around 1.6 μm / K. Gorbachenya [et.al.] // Laser Physics. – 2013. – Vol.23. – P. 125005.

УДК 681.785.554

СХЕМНЫЕ РЕШЕНИЯ МНОГОЩЕЛЕВЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ С ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Гулис И.М., Купреев А.Г., Демидов И.Д.

Белорусский государственный университет

Минск, Республика Беларусь

Спектроскопия с пространственным разрешением (СПР) широко используется в дистанционном зондировании земной поверхности, медицине, сельском хозяйстве, биологии и других областях. Во многих из приложений наблюдаемые объекты нестационарны, поэтому особый интерес представляет разработка подходов с малым временем регистрации, в том числе и обеспечивающих получение полного куба данных $I(x,y,\lambda)$ в одном акте измерения (snapshot hyperspectroscopy [1], или мгновенная гиперспектроскопия – МГС).

Одним из вариантов реализации МГС является формирование проекции куба данных на двумерный фотодетектор как набора спектров от совокупности пространственно отфильтрованных фрагментов объекта (функциональный аналог множества входных щелей дисперсионного спектрального прибора). Таким пространственным фильтром может являться матрица микролинз либо маска, содержащая множество расположенных регулярным образом отверстий [2]. В подобных приборах в качестве дисперсионного элемента обычно используются призмы невысокой дисперсии. При этом если рабочий спектральный диапазон многощелевого дисперсионного спектрометра (МДС) широк, то проблемой становится сильная спектральная зависимость угловой дисперсии призмы. Использование составных призм, скомбинированных в установке с вычитанием дисперсии, позволяет ослабить спектральную зависимость, однако при этом неизбежно существенное снижение общей дисперсии, которая может оказаться недостаточной для получения от отдельных входных щелей

спектров даже небольшой длины в плоскости фотоприемника МДС. Использование дифракционной решетки обеспечивает пренебрежимо малую спектральную вариацию угловой дисперсии даже в широком спектральном диапазоне. Однако установка дифракционной решетки в параллельном пучке, формируемом коллиматорным объективом спектрометра, неприемлема для МДС из-за неэффективного использования площади фотоприемника, так как на детекторе отображаются близко расположенные спектры 0-го и ± 1 -го порядков.

В настоящей работе предлагаются варианты схемных решений МДС с пропускающей дифракционной решеткой, в которых устранена проблема нежелательных порядков, а также обеспечивается возможность оперативного варьирования дисперсии смещением дифракционной решетки вдоль оптической оси. Подход предусматривает расположение пропускающей дифракционной решетки G вблизи щелевой маски M в неколлимированном пучке, в то время как изображение на детекторе P формируется объективом L , находящимся на удалении от решетки (рисунок 1 а). Выбором числовой апертуры формирующих изображение на маске пучков и диаметра объектива L можно блокировать прохождение пучков всех порядков дифракции m кроме первого. Линейная дисперсия такого спектрометра

$$\frac{dl}{d\lambda} = h \frac{d\varphi}{d\lambda} \frac{l}{f} = h \frac{m}{t \cos \beta} \frac{l}{f},$$

где h – расстояние от маски до решетки, $\frac{d\varphi}{d\lambda}$ – угловая дисперсия решетки, $\frac{l}{f}$ – увеличение системы, m и β – порядок и угол дифракции, t – период решетки. К примеру, для решетки с 300 штр./мм при $h = 5$ мм и нормальном падении для первого порядка при дисперсии $1,5 \times 10^{-3}$ мм/нм изображение спектрального интервала $\Delta\lambda = 300$ нм имеет длину 450 мкм.

Приближенная оценка показала, что вклад aberrаций, вносимых дифракционной решеткой при работе в неколлимированных пучках, в размер кружков рассеяния не является решающим: для решетки 300 штр./мм при $NA = 0,05$ он не превышает 10 мкм. В то же время, aberrации объективов имеют гораздо большее влияние на характеристики изображения. Так, численное моделирование (здесь и далее оно проводилось в программе ZEMAX®) схемы рисунка 1 а с одним объективом Nikon Nikkor AF 50 mm (при увеличении $0,5 \div 2$) показало неудовлетворительные результаты по размерам кружков рассеяния. Фотообъектив оптимизирован для работы с объектами, расстояние до которых много больше расстояния до изображения. В связи с этим предложен и проанализирован вариант схемы с двумя объективами L1 и L2,

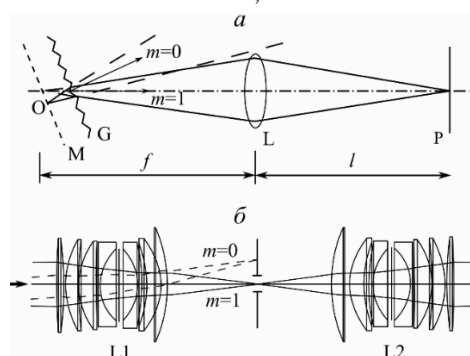


Рисунок 1 – Принципиальная схема многощелевого спектрометра с дифракционной решеткой (а) и схема использования системы из двух объективов для улучшения разрешения (б), в последнем случае указано прохождение осевых лучей пучков. Пояснения см. в тексте

заменяющими объектив L и образующими симметричную телецентрическую систему (рисунок 1 б), в которой оси отклоненных дифракционной решеткой пучков от разных точек поля для средней длины волны рабочего диапазона параллельны оптической оси объектива. При этом диафрагма, блокирующая порядки дифракции, располагается в плоскости, перпендикулярной общей оптической оси и являющейся фокальной для обоих объективов. Расчет показывает, что такая блокировка порядков реализуема с ограниченной числовой апертурой, к примеру, при указанных выше параметрах она обеспечивается при $NA < 0,05$. Проведено численное моделирование системы, построенной на базе объективов Nikon Nikkor AF

50 mm 1.4D. Изображение на маске формирует 4-линзовый микроскопный объектив МО (увеличение $\sim 8,5$ раз). Диаметр рабочего поля изображения 16 мм, что соответствует диаметру поля в предметной плоскости МО 1,95 мм. Для коллимирования осей пучков от разных точек поля после прохождения МО использована плоско-выпуклая линза. Размер щелей в маске 5×20 мкм, толщина ее подложки 2 мм, толщина пропускающей дифракционной решетки 2 мм (все стекла – BK7). Рабочий спектральный диапазон 405–700 нм. Результаты показывают, что полуширина кружков рассеяния в направлении дисперсии $\Delta l \leq 15$ мкм (лишь для края диапазона в отдельных точках $\Delta l \leq 20$ мкм), что соответствует спектральному разрешению на уровне 10 нм. Число разрешаемых пространственных элементов определяется паттерном щелевой маски и доходит до 2×10^4 .

Разработана схема МДС на основе зеркальных объективов (внеосевые параболы), благодаря чему рабочий спектральный диапазон расширяем до $\sim 0,3$ –2 мкм (ограничения обусловлены полосой пропускания кварцевых рефрактивных элементов). Схема включает два зеркальных объектива в симметричной телецентрической установке, в общей фокальной плоскости которых расположена диафрагма, блокирующая порядки дифракции (подход, аналогичный рефрактивной системе рисунка 1, б).

Проведено численное моделирование со следующими параметрами объективов: угол отклонения оптической оси 30° , диаметр 50,8 мм, радиус кривизны 254 мм, эффективное фокусное расстояние 136,12 мм. Для коллимирования осей пучков от разных точек поля после прохождения МО использована плоско-выпуклая кварцевая линза, подложка маски и пропускающая дифракционная решетка также кварцевые. Спектральный рабочий диапазон 450–750 нм, дисперсия $\sim 1,2 \times 10^{-3}$ мм/нм.

Результаты моделирования показали, что полуширина кружков рассеяния в направлении дисперсии преимущественно $\Delta l \leq 10$ мкм (лишь в отдельных точках поля $\Delta l \leq 15$ мкм), что соответствует спектральному разрешению заведомо не хуже 10 нм.

Предложенный принцип построения МДС с использованием дифракционной решетки в качестве диспергирующего элемента обеспечивает одновременную регистрацию куба данных с практически неизменной во всем спектральном рабочем диапазоне дисперсией. При этом величину последней можно изменять продольным сдвигом дифракционной решетки, что позволяет в широких пределах варьировать аналитические характеристики приборов. Проанализированные рефрактивный и рефлективный варианты оптической системы адаптированы для прототипирования. Использование приборов на базе МДС представляется перспективным для

СПР биообъектов, в том числе флуоресцентной микроспектрометрии, а также в исследованиях в области фотодинамической терапии.

1. Hagen N., Kudenov M. W. Review of snapshot spectral imaging technologies // *Opt. Engineering*. – 2013. – Vol. 52, № 9. – P. 090901-1–090901-23.
2. Bodkin A. *et al.* Snapshot hyperspectral imaging – the hyperpixel array camera // *Proc. SPIE*. – 2009. – Vol. 7334. – P. 73340H-1–73340H-11.

УДК 621.373.826

Yb:CALYO BASED BROAD-BAND SEEDED CHIRPED PULSE REGENERATIVE AMPLIFIER

Rudnikov A.¹, Kisel V.¹, Yasukevich A.¹,
Hovhannesian² K., Petrosyan A.², Kuleshov N.¹

¹ Center of Optical Materials and Technologies, Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus
² Institute of Physical Research, National Academy of Sciences, Ashtarak-2, Armenia

Diode-pumped femtosecond laser sources with pulse repetition rates of hundreds kHz and pulse energies of tens microjoules are of practical importance for high-precision micromachining in industry and biomedicine [1].

These pulse trains can be generated conveniently with RA systems based on bulk regenerative amplifiers. One of the highest output power reported so far for bulk RAs is 28 W in an Yb:CALGO operating at 500 kHz, with 217 fs pulses [2]. The output power of about 21 W at 200 kHz PRF with 200 fs pulse duration is obtained on Yb:KGW dual crystal system [3]. Generalizing the above data, we can conclude that the search for new laser media with appropriate spectroscopic properties for regenerative amplification of ultrashort laser pulse is still of high interest.

Yb:CALYO crystal demonstrate promising spectroscopic properties that confirmed by excellent experimental results in mode-locked lasers provided near-transform limited pulses with wide spectra [4]. Despite the availability of femtosecond lasers providing wide spectral width pulses based on Yb-doped crystals seed lasers of large number of RA systems described in the literature have narrower pulse spectral width not over than 15nm. And this also limits the amplified pulse spectral width.

In our paper we present the experimental results of broad-band seeded Yb:CALYO-based chirped pulse regenerative amplifier for the first time to the best of our knowledge.

A conceptual scheme of the system (Fig. 1) consists of Yb:KYW seed laser (100 fs, 10 nJ), fibre-based stretcher, regenerative amplifier and compressor. A 10m-long single mode $\varnothing 9/125 \mu\text{m}$ telecom fibre was used for pulse spectral broadening and temporal stretching ($t_{\text{pulse}}=7.5 \text{ ps}$). The RA setup chosen for this experiment is quite common, employing a 40-mm-long double-BaB₂O₄ Pockels cell for pulse injection and ejection. Pulse repetition frequency (PRF) was chosen to be 200kHz to prevent damage of the optical elements. “Off-axes” pump layout was used for longitudinal pumping of the active element [5–7]. Main advantage of such a pump scheme is that all the cavity mirrors have highly reflecting coating at 900–1100 nm. 2 mm-long a-cut

Yb(3.5 at.%):CaYAIO₄ crystal was used as a gain medium. The last unit of the amplifier system is compressor based on transmission diffraction grating with 1000 grooves per millimetre.

As a pump source a multiple single emitter InGaAs fiber coupled laser diode ($\varnothing 105 \mu\text{m}$, NA=0.15) with maximum output power of about 25 W was used. The pump light was formed by set of lenses into the spot with diameter of about $180 \mu\text{m}$ ($1/e^2$). The losses on transmission of the hole from such “pump” mirror did not exceed 3 % of pump power. Besides that such pumping scheme enable us to tune the wavelength of the laser diode exactly in the absorption band of the material without losses in the short-wave pass filter (input mirror). One of the important things most notably for regenerative amplifiers with longitudinal pumping schemes is that the part of the intracavity pulse energy passes through the input mirror and damages pumping diode. Our pumping scheme is free of these negative issues.

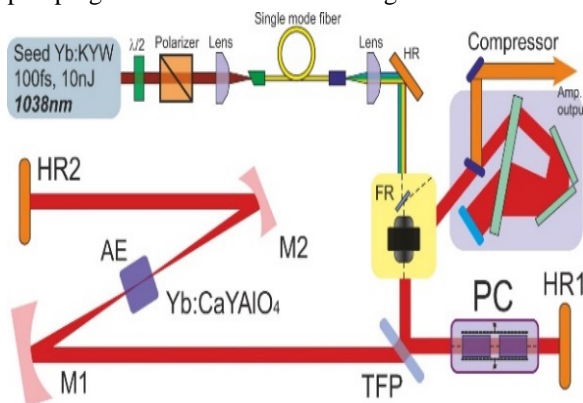


Fig. 1. Schematic of the Yb:CaYAIO₄ chirped pulse regenerative amplifier

In Fig. 2 the pump beam profiles during the propagation through the gain crystal are depicted. As can be seen the pump beam profile was a circular and homogeneous inside the crystal. The drop in the middle of the pump beam profile appears at the distances $>3\text{mm}$ from pump beam waist and therefore do not introduce any negative influence due to the pumping inhomogeneity on the mode-matching and output laser performance.