

# ГЕНЕРАЦИЯ СУММАРНЫХ ЧАСТОТ ИЗЛУЧЕНИЯ КРИОГЕННОГО ЩЕЛЕВОГО СО ЛАЗЕРА С МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА В НЕЛИНЕЙНОМ КРИСТАЛЛЕ $ZnGeP_2$

*Д. С. Земцов<sup>1,2</sup>, А. А. Ионин<sup>2</sup>, И. О. Киняевский<sup>2</sup>, Ю. М. Климачев<sup>2</sup>, А. Ю. Козлов<sup>2</sup>,  
Ю. В. Кочетков<sup>1,2</sup>, Л. В. Селезнев<sup>2</sup>, Д. В. Синицын<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

<sup>2</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

## Введение

Лазер на окиси углерода может работать в широком спектральном интервале от 4,6 до 8,7 мкм [1, 2] на фундаментальных переходах, и в диапазоне от 2,5 до 4,2 мкм [3] на обертоновых переходах молекулы СО. При этом излучение СО лазера перекрывает спектральные диапазоны, в которых расположены полосы поглощения как различных компонент атмосферы, так и сильных загрязнителей, взрывчатых и наркотических веществ, надежное детектирование которых является на сегодняшний день весьма актуальной задачей. Кроме того, спектр излучения лазера можно существенно расширить с помощью преобразования в нелинейных кристаллах [4], что значительно увеличит его возможности, как источника излучения для лазерного газоанализа. Но для преобразования излучения и последующего газоанализа требуются импульсы небольшой длительности и высокой пиковой мощности, которые можно получить в режиме модуляции добротности резонатора (МДР). Ранее нами была продемонстрирована возможность организации режима МДР в компактном щелевом СО лазере с импульсно-периодической накачкой ВЧ разрядом и криогенным охлаждением электродов [5]. ВЧ разряд по сравнению с наиболее часто используемым разрядом постоянного тока обладает рядом преимуществ, к которым относятся достаточно низкое напряжение источников питания, возможность накачивать большие объёмы газа при давлении до сотен Торр без использования источников внешней ионизации и простота управления модуляцией и мощностью накачки.

Целью данной работы являлось определение влияния различных параметров активной среды и лазерного резонатора на формирование спектра излучения щелевого СО лазера с МДР, а также преобразование полученного излучения в нелинейном кристалле  $ZnGeP_2$ .

## Оптическая схема экспериментов и методика измерений

На рис. 1 изображена оптическая схема экспериментов. Использовался криогенный щелевой СО лазер с ВЧ возбуждением. Резонатор длиной 1,7 м был образован глухим плоским зеркалом 1 (золото на стекле) и плоскопараллельной подложкой 2 из кремния. Лазер работал в импульсно-периодическом режиме, который достигался за счет МДР с помощью вращающегося зеркала 3. Элементы 1, 2 и 3 находились снаружи лазерной камеры. Камера закрывалась окном 4 из  $CaF_2$ , расположенным под углом, близким к углу Брюстера по отношению к оси резонатора. Двойной проход через активную среду СО лазера 5 обеспечивался за счет расположенного внутри лазерной камеры сферического зеркала 6 (золото на стекле, радиус кривизны 1800 мм). Ширина межэлектродного зазора составляла 5 мм. Для регулировки апертуры перед выходным зеркалом 2 находилась ирисовая диафрагма 7. Для юстировки системы использовался He-Ne лазер 8, излучение которого проходило через отверстие диаметром 1 мм поворотного зеркала 9.

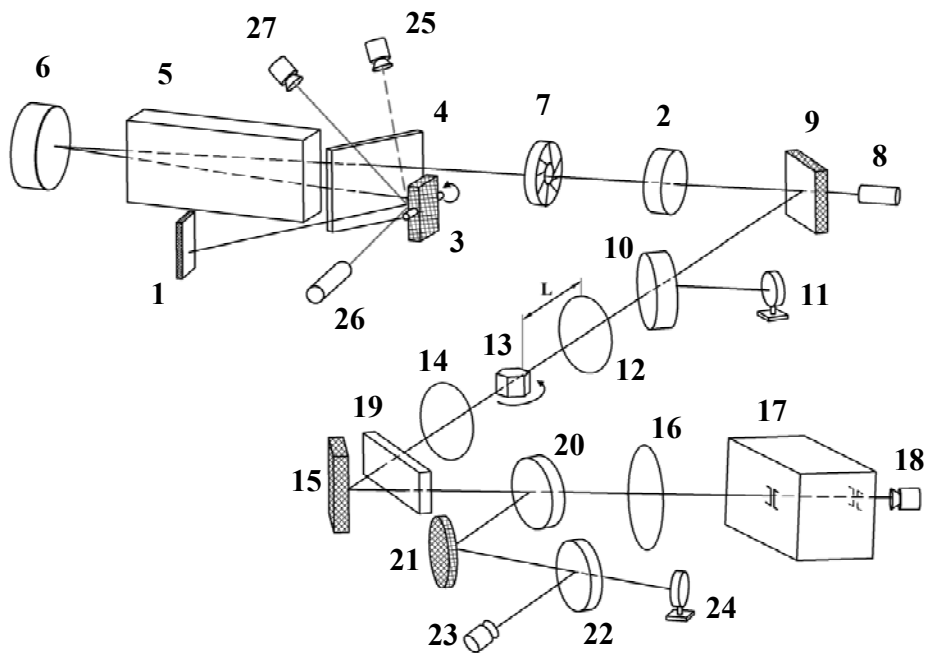


Рис. 1. Оптическая схема экспериментов (подробности см. по тексту)

Излучение СО лазера частично (~6 %) отводилось пластинкой 10 из  $\text{BaF}_2$  на измеритель мощности 11 OPHIR 12A-SH. Прошедшее излучение фокусировалось линзой 12 из  $\text{CaF}_2$  в нелинейный кристалл 13  $\text{ZnGeP}_2$ . Вышедшее из кристалла излучение, включающее в себя излучение вторых гармоник и суммарных частот, собиралось линзой 14 из  $\text{CaF}_2$ . Это излучение посредством поворотного зеркала 15 и линзы 16 из  $\text{CaF}_2$  фокусировалось на входную щель монохроматора 17 МДР-2. В качестве фотодетектора 18 находящегося за выходной щелью монохроматора 17, использовался РЕМ-L-3 для измерения спектра излучения СО лазера и формы импульсов на отдельных его компонентах, а при исследовании излучения суммарных частот – детектор ThorLabs PDA20H. При этом на время измерений спектра и мощности излучения суммарных частот на пути хода луча устанавливалась кварцевая пластинка 19, поглощающая излучение СО лазера. Для измерения временных и энергетических характеристик излучения СО лазера и преобразованного излучения суммарно по спектру перед попаданием в монохроматор часть излучения (~5 %) отводилось пластинкой 20 из  $\text{CaF}_2$  на сферическое зеркало 21, после отражения от которого часть излучения отводилось пластинкой 22 из  $\text{CaF}_2$  на фотодетектор 23 (РЕМ-L-3), а остальное излучение попадало на измеритель мощности 24 OPHIR 3A-SH. Измерения параметров криогенного ВЧ СО лазера с МДР проводились при отсутствии в схеме экспериментов (см. рис. 1) нелинейного кристалла 13 и спектрального фильтра из плавленного кварца 19.

Включение ВЧ разряда обеспечивалось управляющим сигналом с генератора импульсов Г5-63, позволяющего регулировать в широком диапазоне длительность ВЧ накачки Т. Сигнал синхронизации заводился с оптического датчика 25, излучение на который попадало с вспомогательного полупроводникового лазера 26 после отражения от вращающегося зеркала за ~1/8 часть оборота от положения, при котором резонатор оказывался съюстирован. Сигнал с фотодетектора 27 использовался для определения положения вращающегося зеркала, при котором резонатор оказывался съюстирован. Взаимоположение импульса ВЧ накачки и импульса генерации СО лазера показано на рис. 2. Время задержки  $\tau$  от начала ВЧ импульса до начала импульса генерации варьировалась от 0 до 1500 мкс. Типичная форма импульса генерации СО лазера показана на рис. 3. Пиковая мощность вычислялась как отношение энергии в импульсе к длительности импульса по полувысоте. Измерения спектров излучения лазера, а также преобразованного в кристалле излучения, проводились с помощью монохроматора 17 (дифракционная решетка 150 штр/мм) с одновременной регист-

рацией ИК излучения и разложенного на решетке излучения юстировочного лазера 8 (7÷10-й порядки дифракции He-Ne лазера), которое в дальнейшем использовалось для расчетов длин волн ИК излучения. Процесс записи одного спектра длился около 100 секунд, с помощью цифрового осциллографа с полосой пропускания 500 МГц, что позволило нам идентифицировать каждую вращательную компоненту в выходном лазерном спектре. Измерения спектров излучения накачки проводилось в первом порядке дифракционной решетки, а второй гармоники и суммарных частот – во втором.

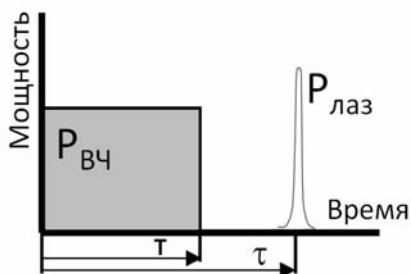


Рис. 2. Взаимоположение ВЧ импульса накачки и импульса генерации СО лазера

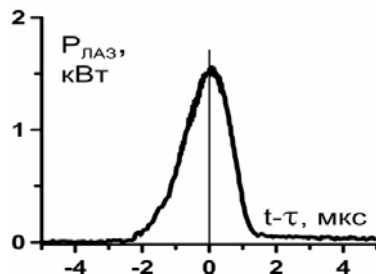


Рис. 3. Форма импульса генерации СО лазера

### Спектрально-энергетические характеристики щелевого СО лазера в режиме МДР

Диаметр ирисовой диафрагмы в данном эксперименте составлял 5 мм. Интегрированные по спектру зависимости пиковой мощности излучения СО лазера с МДР от длительности задержки представлены на рис. 4. Длительность импульса ВЧ накачки  $T$  была зафиксирована на уровне 350 мкс, а его мощность  $P_{RF} = 800$  Вт.

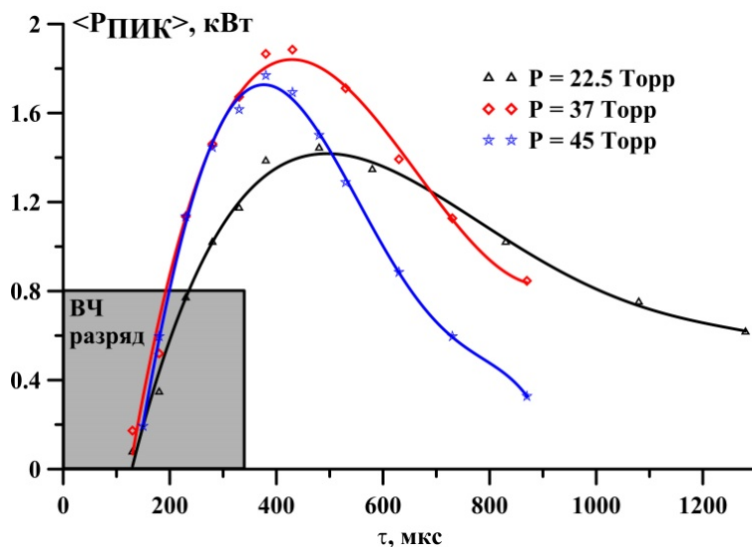


Рис. 4. Зависимость мощности лазерных импульсов от времени задержки относительно начала ВЧ разряда при различных давлениях лазерной смеси  $\text{CO}:\text{O}_2:\text{He} = 1:0.3:10$ .

Максимум мощности излучения достигался при задержках  $\tau \sim 400 \div 600$  мкс, при этом оптимальная задержка была тем меньше, чем выше давление активной среды. В следующей серии экспериментов были проведены измерения спектрального состава излучения криогенного щелевого СО лазера с МДР, что дало возможность оценить пиковую мощность на каждой отдельной спек-

тральной линии. Спектры для различных значений  $\tau$  представлены на рис. 5. В качестве активной среды использовалась газовая смесь  $\text{CO}:\text{O}_2:\text{He} = 1:0.3:10$  при давлении 22 Торр.

Скорость вращения зеркала составляла  $\sim 6000$  об/мин (частота повторения импульсов  $\sim 100$  Гц). Длительность импульсов лазерной генерации изменялась в пределах  $0,65 \pm 0,85$  мкс по по-  
лувысоте в зависимости от величины задержки после начала импульса накачки.

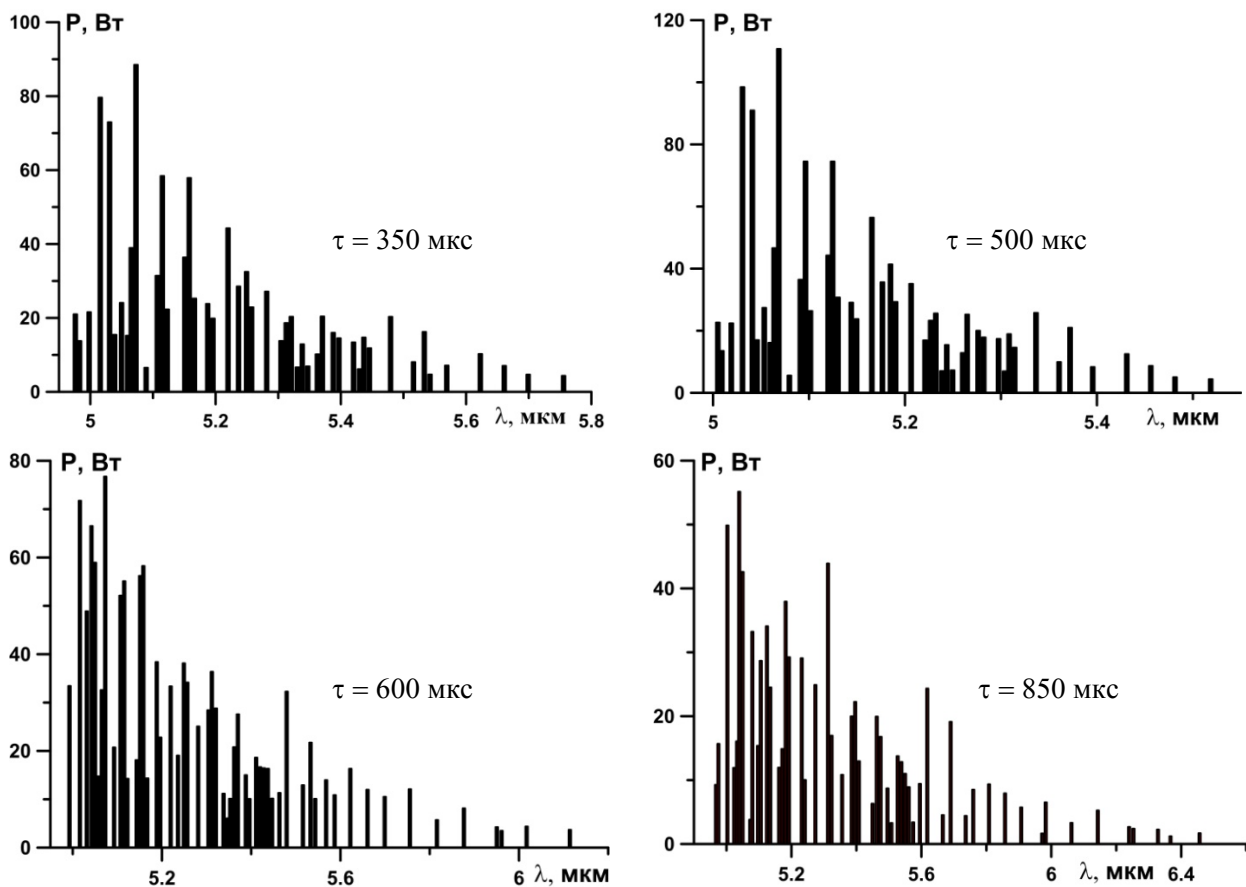


Рис. 5. Спектры СО лазера при разных значениях времени задержки

В зависимости от длительности задержки от начала импульса накачки изменялась не только суммарная по спектру мощность лазерных импульсов, но и спектр лазерного излучения (рис. 5). Это обусловлено тем, что колебательная функция распределения (КФР) молекул СО постоянно меняется во времени в зависимости как минимум от двух факторов. Во-первых, накачка высоких колебательных уровней молекулы СО происходит благодаря процессу колебательно-колебательного обмена в результате столкновений молекул, этот процесс активизируется с началом ВЧ разряда и может продолжаться до следующего импульса накачки. Во-вторых, во время импульса накачки температура активной среды растёт, а между ВЧ импульсами происходит охлаждение активной среды. Уменьшение температуры приводит к увеличению ширины плато КФР, и, кроме того, к перераспределению населенностей по вращательным подуровням в каждой колебательной полосе в соответствии с новым распределением Больцмана. Поэтому в экспериментах (рис. 5) при увеличении  $\tau$  наблюдалось расширение спектра излучения как в длинноволновую, так и в коротковолновую области спектра. При этом количество лазерных линий увеличилось от  $\sim 50$  до  $\sim 60$ , хотя пиковая мощность в линиях падала.

При разных значениях длительности ВЧ накачки спектр также изменялся. На Рис.6 представлены измеренные спектры лазерного излучения при одинаковой величине задержки  $\tau = 500$  мкс, но разных длительностях накачки. При большей длительности накачки спектр лазерной генерации лежал в более широком диапазоне длин волн за счет того, что в активную среду в этом случае вкла-

дывается больше энергии и, тем самым, большее количество молекул СО оказывается в возбужденном состоянии.

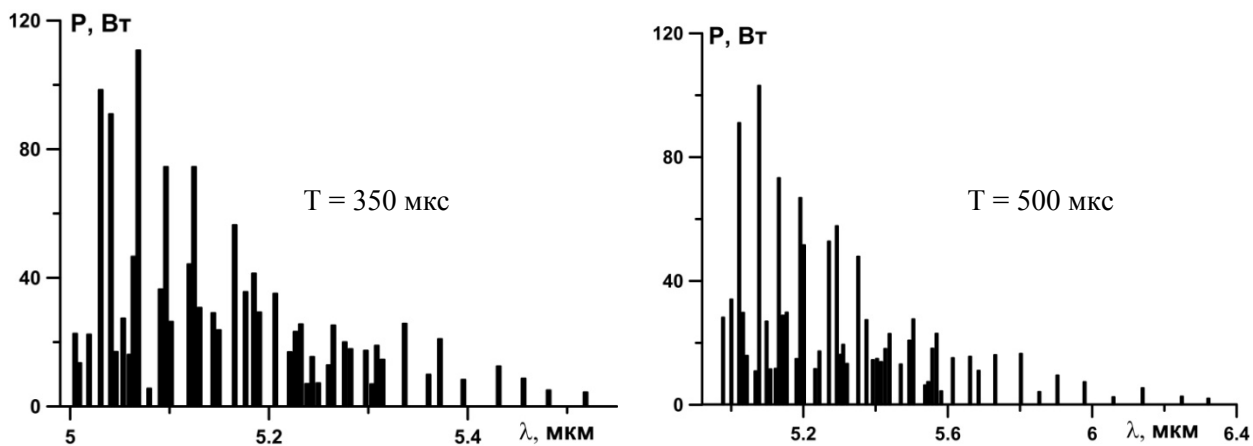


Рис. 6. Спектры СО лазера при разных значениях длительности ВЧ накачки

В этих экспериментах также была измерена временная динамика излучения на отдельных вращательных компонентах различных колебательных полос из многочастотного спектра излучения СО лазера. Генерация большинства наиболее сильных лазерных линий перекрывалась по времени (см., например, рис. 7). Это контрастирует с режимом свободной генерации СО лазера с импульсным или импульсно-периодическим возбуждением, когда разные линии излучают, как правило, в существенно отличающиеся моменты времени в течение сравнительно длительных (до нескольких сотен микросекунд) импульсов излучения [7, 8]. Однако некоторые слабые линии, как правило, вращательные компоненты колебательных полос с низкими ( $J = 5 \div 6$ ) и высокими ( $J = 13 \div 14$ ) вращательными номерами, излучали в разное время. Принимая во внимание одно из возможных применений такого лазера – создание компактного источника ИК излучения на основе СО лазера с преобразованием частоты его излучения в нелинейных кристаллах – необходимо учитывать временные особенности генерации отдельных линий для ожидаемых спектров суммарных и разностных частот.

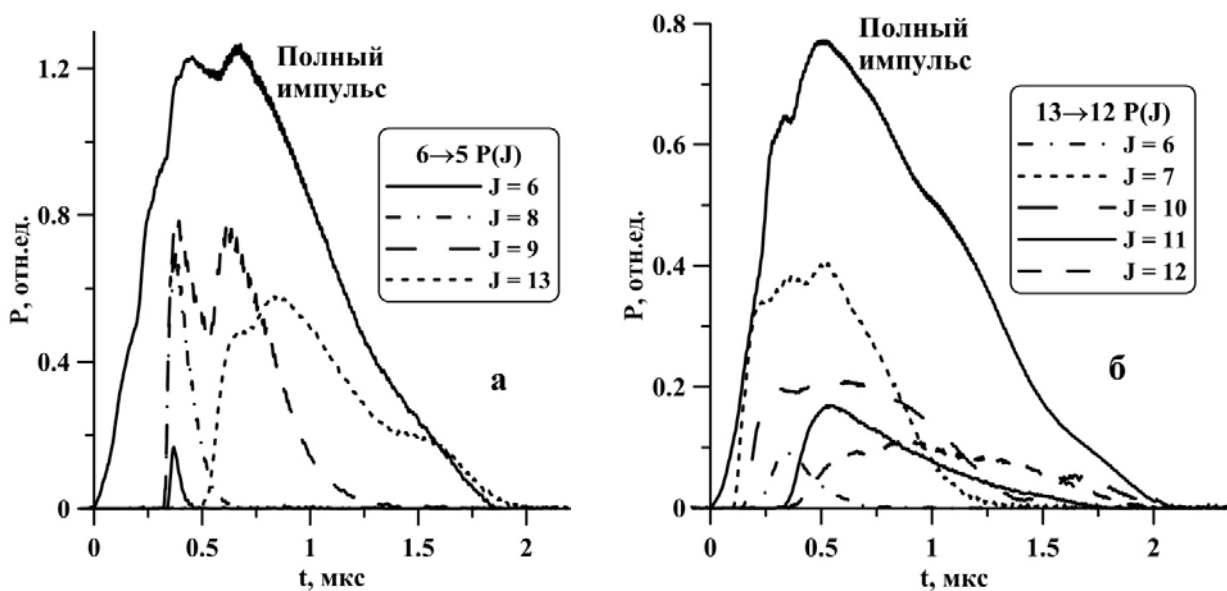


Рис. 7. Динамика генерации лазерного излучения на отдельных вращательных компонентах колебательных полос 6→5 (а) и 13→12 (б)

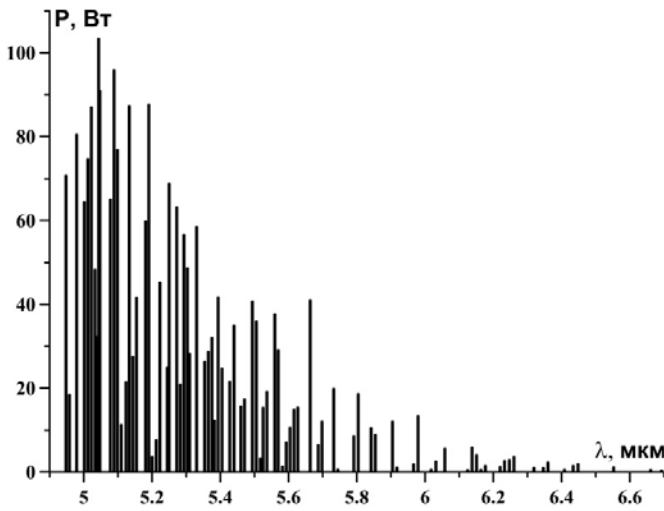


Рис. 8. Спектр излучения СО лазера при давлении 37 Торр

При увеличении давления активной среды до 37 Торр при неизменных параметрах ВЧ накачки ( $T = 350$  мкс,  $P_{RF} = 800$  Вт, частота повторения импульсов 100 Гц,  $\tau = 400$  мкс) спектр излучения лазера (рис. 8) расширился вплоть до длины волны 6,7 мкм, а количество линий излучения увеличивалось до  $\sim 90$ . В этих же условиях была получена наибольшая суммарная по спектру пиковая мощность излучения, которая достигала  $\sim 3$  кВт. Поэтому именно этот режим работы лазера использовался в дальнейших экспериментах по преобразованию излучения в кристалле  $ZnGeP_2$ .

### Преобразование частоты излучения СО лазера в кристалле $ZnGeP_2$

В первой серии данных экспериментов излучение лазера фокусировалось на кристалл 13  $ZnGeP_2$  с помощью линзы 12 из  $CaF_2$  с фокусным расстоянием  $F = 300$  мм. Кристалл  $ZnGeP_2$  был установлен своей длинной гранью (17 мм) вдоль направления падения излучения. Для реализации многочастотного преобразования угол падения должен составлять  $\sim 25$  градусов, что соответствует углу фазового синхронизма  $\sim 47$  градусов [6]. Кристалл мог перемещаться вдоль направления распространения луча и вращаться вокруг вертикальной оси. На рис. 9 представлена зависимость внутреннего коэффициента преобразования от расстояния  $L$  между передней гранью кристалла и фокусирующей линзой. Максимальное значение внешнего коэффициента преобразования наблюдалось при  $L = 343$  мм и составило  $\sim 0,27\%$ , что с учетом потерь на френелевское отражение от непросветленных граней кристалла соответствует внутренней эффективности преобразования  $\sim 0,51\%$ .

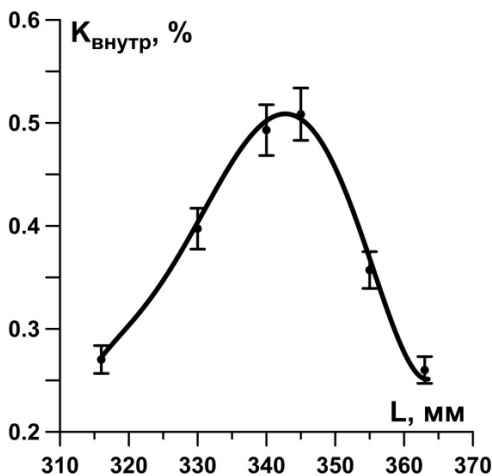


Рис. 9. Зависимость внутреннего коэффициента преобразования от расстояния  $L$  ( $F = 300$  мм)

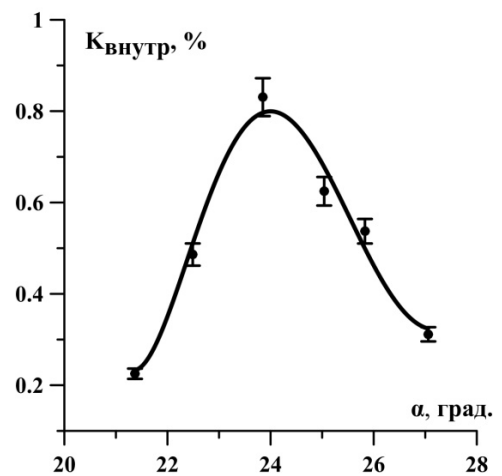


Рис. 10. Зависимость внутреннего коэффициента преобразования от угла падения излучения на кристалл ( $F = 300$  мм)

На этом расстоянии был установлен кристалл в следующем эксперименте. На рис. 10 представлена зависимость внутреннего коэффициента преобразования от угла падения излучения на кристалл. Максимальное значение внешнего коэффициента преобразования было получено при угле падения излучения 24 градуса и составило  $\sim 0,44$  %, что соответствует внутренней эффективности  $\sim 0,83$  %.

Итак, максимальное значение внешнего коэффициента преобразования, полученное в данной серии экспериментов, составило 0,83 %. Поскольку во многих других работах он был значительно выше (например, в [6] был получен внешний коэффициент преобразования  $\sim 3,4$  %, что соответствовало внутренней эффективности 6,5 %), было решено во второй серии экспериментов использовать линзу 12 с меньшим фокусным расстоянием (200 мм). При этом кристалл был повернут другой стороной. При этом его длина вдоль направления распространения излучения составляла 15 мм, а оптимальный угол падения для генерации суммарных частот был близок к нормали.

На рис. 11 представлена зависимость внутреннего коэффициента преобразования от расстояния между передней гранью кристалла и фокусирующей линзой. Перед установкой рабочего кристалла  $ZnGeP_2$  для исключения его повреждения был установлен пробный кристалл. При приближении пробного кристалла к линзе на расстояние менее 235 мм наблюдалось разрушение его поверхности, поэтому в эксперименте с рабочим кристаллом зависимость эффективности преобразования исследовалась только при больших расстояниях. Максимальное значение внешнего коэффициента преобразования, полученное в данном эксперименте, составило 3,7 %, что соответствует внутренней эффективности 6,8 %. На рис. 12 представлена зависимость внутреннего коэффициента преобразования от угла падения излучения на кристалл при расстоянии  $L = 236$  мм от линзы до кристалла, которое соответствует максимальной эффективности преобразования, полученной в предыдущем эксперименте. Углы падения излучения на кристалл близки к нормали. Максимальный внешний коэффициент преобразования был получен при угле падения  $\sim 0,7$  градуса, и составил 3,7 %, что соответствует внутренней эффективности  $\sim 7$  %. При повышении пиковой мощности излучения лазера на 10 % удалось повысить максимальную внутреннюю эффективность преобразования до 8,2 %. Данное значение эффективности преобразования превосходит полученное в работе [6] где в качестве источника излучения использовался СО лазер низкого давления с накачкой разрядом постоянного тока и МДР.

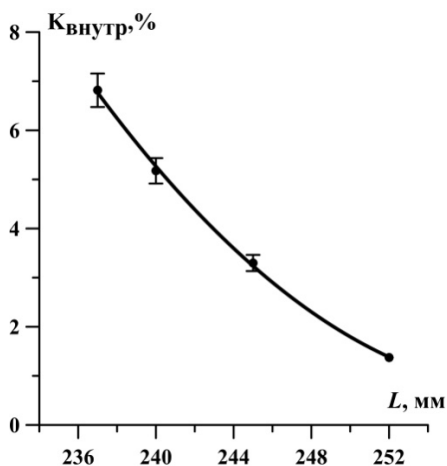


Рис. 11. Зависимость внутреннего коэффициента преобразования от расстояния  $L$  ( $F = 200$  мм)

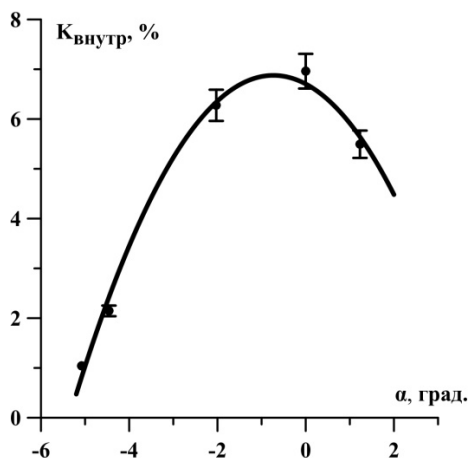


Рис. 12. Зависимость внутреннего коэффициента преобразования от угла падения излучения на кристалл ( $F = 200$  мм)

На рис. 13 представлен спектр излучения вторых гармоник и суммарных частот, полученный при максимальном коэффициенте преобразования излучения в кристалле. Спектр состоял из  $\sim 200$  линий в диапазоне длин волн от 2,5 до 3,2 мкм.

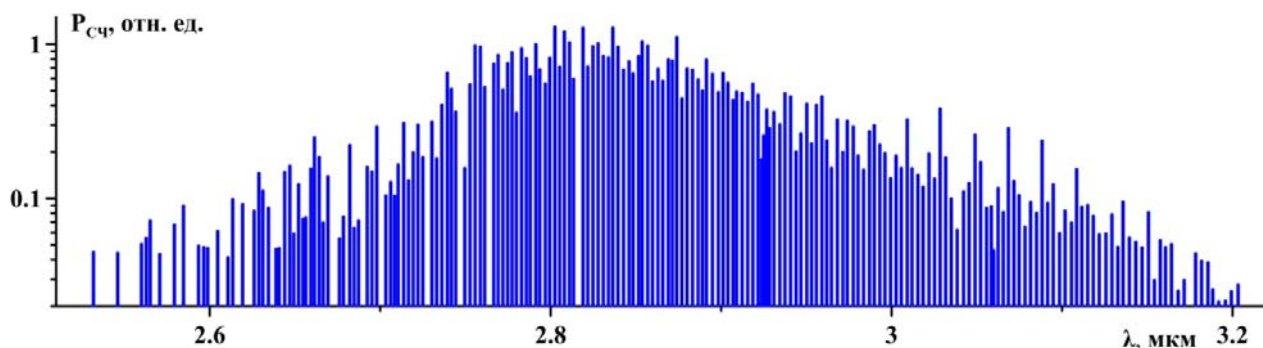


Рис. 13. Спектр вторых гармоник и суммарных частот СО лазера после преобразования в кристалле  $\text{ZnGeP}_2$

### Заключение

Использование двухпроходного резонатора с модуляцией добротности резонатора с помощью вращающегося зеркала позволило получить генерацию импульсов излучения с минимальной длительностью  $\sim 0,65$  мкс (FWHM), пиковой мощностью до  $\sim 3$  кВт и частотой повторения импульсов до 130 Гц. При этом средняя мощность лазера достигала 0,5 Вт, лазерный спектр состоял из  $\sim 90$  лазерных линий в диапазоне длин волн от 4,95 до 6,7 мкм с пиковой мощностью отдельных компонент до 100 Вт. Было определено влияние параметров накачки и давления активной среды на спектр излучения этого лазера. Также была измерена временная динамика лазерного излучения на отдельных вращательных компонентах в составе различных колебательных полос из многочастотного спектра излучения лазера. Генерация большинства наиболее сильных лазерных линий перекрывалась по времени, однако некоторые слабые линии излучали в разное время.

Проведено экспериментальное исследование генерации вторых гармоник и суммарных частот в кристалле  $\text{ZnGeP}_2$ . Спектр полученного в результате преобразования излучения вторых гармоник и суммарных частот состоял из более чем 200 линий в интервале длин волн от 2,5 до 3,2 мкм. При этом максимальная внутренняя эффективность преобразования достигала 8,2 %, что превышает полученное ранее значение в аналогичных экспериментах, но с использованием в качестве источника излучения СО лазера низкого давления с накачкой разрядом постоянного тока и МДР.

Работа поддержана РФФ (грант № 16-19-10619).

### Список литературы

1. McCord J. E. et al. // IEEE J. of QE. 2000. Vol. 36. P. 1041.
2. Ionin A. A. et al. // Opt. Lett. 2017. Vol. 43. P. 498.
3. Ionin A. A. et al. // Laser Physics. 2010. Vol. 20. P. 44.
4. Ионин А. А. и др. // Опт. и спектроск. 2015. Т. 119. С. 27.
5. Ionin A. A., et al. // Laser Physics Letters. 2017. Vol. 14. P. 055001.
6. Ионин А. А. и др. // Квантовая электроника. 2013. 43, № 2. С. 139.
7. Ионин А. А. и др. // Квантовая электроника. 2007. 37, № 2. С. 111–116.
8. Budilova O. V. et al. // Optics Communications. 2015. 345, P. 163–167.