

Эффективность генерации второй гармоники многочастотного излучения волоконного иттербиевого лазера*

М.О.Политко, С.И.Каблуков, И.Н.Немов, С.А.Бабин

Проведено сравнение эффективности генерации второй гармоники (ГВГ) излучения непрерывного волоконного Yb-лазера, характеризующегося большим количеством продольных мод со случайной фазой, с эффективностью ГВГ усиленного одночастотного излучения Nd:YAG-лазера в кристаллах ppLN и KTP с синхронизмом I и II типа соответственно. Показано, что для обоих кристаллов эффективность преобразования во вторую гармонику в многочастотном режиме выше примерно в 1.6 раза, что близко к расчетному значению коэффициента увеличения, равного 2 для гауссовой статистики мод. Наблюдаемое различие объясняется возможным отклонением статистики излучения волоконного Yb-лазера от гауссовой, что подтверждается измерениями временной динамики излучения.

Ключевые слова: волоконный лазер, генерация второй гармоники, кристалл, KTP, ppLN, эффективность, многочастотный режим, одночастотный режим, гауссова статистика.

1. Введение

Генерация второй гармоники (ГВГ) уже на протяжении многих лет служит для расширения спектрального диапазона лазеров разного типа. Высокая эффективность ГВГ импульсных лазеров обусловлена их большой пиковой мощностью и квадратичной зависимостью мощности второй гармоники от мощности излучения на основной частоте. Эффективность ГВГ при этом линейно растет с мощностью основного излучения до тех пор, пока истощение накачки не становится существенным.

Еще в 1964 г. [1] рассматривался вопрос о том, как эффективность ГВГ многочастотного излучения (например, для лазеров с большим количеством генерируемых продольных мод) зависит от наличия фазовых корреляций между модами резонатора. В частности было показано, что для излучения, содержащего моды со случайными фазами (с гауссовой статистикой), может наблюдаться двукратное увеличение эффективности преобразования многочастотного излучения по сравнению с одночастотным. Однако в [2] отмечалось, что увеличение эффективности (статистический выигрыш) составляет 2 только при малых коэффициентах преобразования поля со случайной комплексной амплитудой и существенно меняется при отклонении статистики излучения от гауссовой. Выигрыш тем больше, чем медленнее спадает распределение вероятности на бесконечности, и наоборот. В последнее время популярным становится обсуждение проблемы появления гигантских

волн в оптике, когда события с большой интенсивностью имеют относительно большую вероятность возникновения (см., напр., [3]). В этом случае статистический выигрыш при генерации гармоник может оказаться еще большим.

В настоящей работе исследуется статистический выигрыш при ГВГ излучения многочастотного линейно-поляризованного непрерывного волоконного иттербиевого лазера. С одной стороны, для предотвращения уменьшения статистического выигрыша из-за дисперсии в нелинейном кристалле ширина спектра генерации лазера (менее 10 пм) была много меньше спектральной ширины синхронизма (свыше 0.4 нм). С другой стороны, эффективное количество продольных мод в лазере было достаточно большим ($N \sim 50$), поэтому конкретное значение N не влияло на коэффициент статистического выигрыша ($K = 2 - 1/N \approx 2$ [1]). Для небольшого количества мод ($N < 8$) данная зависимость экспериментально подтверждалась при ГВГ излучения He-Ne-лазера в кристалле RDP с некритическим синхронизмом I типа [4]. Поскольку в He-Ne-лазере наблюдается неоднородное насыщение усиления, длина резонатора была выбрана достаточно малой, такой, чтобы межмодовое расстояние превышало однородную ширину линии. Это обеспечивало независимость насыщения усиления на всех продольных модах и, как следствие, их нескоррелированность.

Волоконные иттербиевые лазеры обычно характеризуются относительно большой длиной резонатора ($L \sim 10$ м) [5], малым межмодовым расстоянием ($c/(2Ln) \sim 10$ МГц) и большим числом генерируемых продольных мод, возбуждаемых при использовании в качестве зеркал резонатора волоконных брэгговских решеток с характерной шириной спектра отражения от единиц до сотен гигагерц. При этом однородная ширина линии усиления много больше межмодового интервала, что может приводить к тому, что даже в непрерывном лазере фазы мод могут быть связаны между собой. Поэтому величина статистического выигрыша при ГВГ иттербиевого волоконного лазера подлежит уточнению.

Успехи в развитии физики и техники волоконных иттербиевых лазеров и в создании эффективных нелинейных

* Доложена на конф. «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2012 г.

М.О.Политко, С.А.Бабин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

С.И.Каблуков, И.Н.Немов. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: kab@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 24 октября 2012 г., после доработки – 15 ноября 2012 г.

кристаллов позволили использовать для преобразования их излучения в видимый диапазон простые однопроходные схемы ГВГ (см., напр., [6]). Высокую нелинейность в этом диапазоне длин волн имеют кристаллы с регулярной доменной структурой с квазисинхронизмом, например ррLN [7], а также кристалл КТР с синхронизмом II типа [8]. Нами проведены эксперименты с кристаллами этих двух типов синхронизма для разных условий фокусировки.

2. Эксперимент

Для проведения эксперимента был собран полностью волоконный иттербиевый лазер (рис.1) с двойной оболочкой, резонатор которого был образован двумя волоконными брэгговскими решетками (ВБР). Используемое активное волокно с двойной оболочкой с сохранением поляризации (Liekki Yb1200-6/125DC-PM) имело длину 3 м, модовый диаметр 6.3 мкм, диаметр внутренней оболочки 125 мкм и номинальное поглощение излучения накачки 2.6 дБ/м на длине волны 976 нм. Накачка осуществлялась двумя многомодовыми лазерными диодами (ЛД, Oclaro) мощностью до 8 Вт каждый через объединитель накачки (ОН). Объединитель типа $(2 + 1) \times 1$ имеет на входе два многомодовых и один одномодовый порт, а на выходе – волокно с двойной оболочкой.

К выходному порту приваривалась «плотная» ВБР (ПлВБР) с полной шириной на полувысоте пика отражения 0.16 нм и коэффициентом отражения более 95%, записанная в волокне с двойной оболочкой и помещенная в термостат с температурой 25 °С. С другой стороны активного волокна была приварена выходная «пропускающая» ВБР (ПрВБР), записанная в волокне с сохранением поляризации (ВСП) PM980-XP с двумя пиками отражения, соответствующими двум поляризациям и отстоящими друг от друга на расстояние 0.26 нм. Полная ширина на полувысоте пиков отражения составляла 0.07 нм с коэффициентом отражения для своей поляризации ~25%. Выходная ВБР помещалась в термостат. При температуре 80 °С коротковолновый пик ее отражения совпадал по длине волны с пиком отражения ПлВБР и генерировалось линейно поляризованное излучение с $\lambda = 1063.85$ нм. С увеличением температуры выходной ВБР до 100 °С пики отражения обеих решеток переставали перекрываться и иттербиевый лазер можно было использовать в режиме усилителя. При этом торец волокна на выходе лазера был сколот под углом ~8° для предотвращения возникновения связи между ПлВБР и торцом. Общая длина резонатора лазера L составляла 4 м, соответствующее время обхода резонатора $t_{rt} = 2L/c$ было равно 40 нс. Выходное излучение коллимировалось асферической линзой Л2 с фокусным расстоянием 7.5 мм. Для увеличения степени поляризации и улучшения долговременной стабильности за коллиматором устанавливалась призма Глана (ПГ).

Для сравнения эффективности ГВГ многочастотного и одночастотного излучений дополнительно использовался одночастотный Nd:YAG-лазер с длиной волны 1064.35 нм. Его излучение усиливалось в активном волоконном световоде, в который оно заводилось с помощью линзы Л1 через волоконно-оптический изолятор ОИ. Выходное волокно изолятора приваривалось к одномодовому входному порту объединителя накачек. Поскольку изолятор, объединитель накачек и ПлВБР не сохраняли поляризацию, дополнительно использовался волоконный контроллер поляризации (КП) для согласования поляриза-

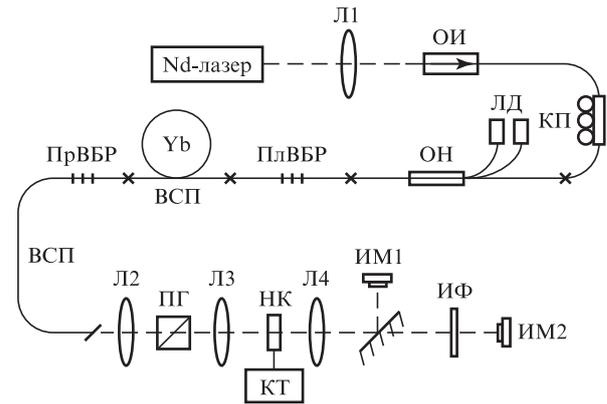


Рис.1. Схема установки.

ции неодимового лазера и иттербиевого волоконного усилителя.

С ростом тока лазерных диодов накачки удавалось поднять мощность излучения неодимового лазера до 0.5 Вт без возникновения генерации на длине волны отражения ВБР. Спектр генерации лазеров измерялся с помощью анализатора оптического спектра AQ6370 (Yokogawa) и сканирующего интерферометра Фабри–Перо. Ширина спектра генерации иттербиевого лазера не превышала 2 ГГц при мощности генерации 0.7 Вт. Таким образом, эффективное число мод, участвующих в генерации, было ~50. Выбранная схема эксперимента позволяет добиться идентичности геометрических параметров пучков многочастотного и одночастотного лазеров. Для фокусировки излучения лазеров в нелинейный кристалл (НК) использовался набор линз Л3. Положение, размер перетяжки и качество пучка измерялись профилометром BeamMaster VM-7 InGaAs (Coherent), помещенным на продольную подвижку. Радиус пучка в перетяжке составлял 16, 26 и 55 мкм для используемых линз Л3 с фокусными расстояниями 3, 5 и 11 см соответственно. Параметр качества пучка M^2 не превышал 1.03.

Удвоение частоты осуществлялось в двух кристаллах КТР с критическим синхронизмом II типа в плоскости XY. Длина кристаллов l была равна 2.5 и 5 мм. Кристаллы помещались в термостат, управляемый контроллером температуры КТ с возможностью регулировки от 35 до 95 °С. Для обеспечения равной мощности обыкновенной и необыкновенной волн поляризация излучения лазеров выставлялась под углом 45° к оси Z кристалла с помощью поляриметра PAX5710IR2-T (Thorlabs). Прошедшее кристалл излучение коллимировалось линзой Л4. Далее излучение основной и второй гармоник разделялось зеркалом и регистрировалось измерителями мощности ИМ1 и ИМ2 соответственно. Интерференционный фильтр ИФ служил для дополнительной фильтрации излучения второй гармоники.

Положение и наклон кристаллов оптимизировались для получения максимума мощности ГВГ одночастотного излучения при температуре 75 °С. Далее регистрировалась зависимость полного коэффициента эффективной нелинейности удвоения частоты $\gamma = P_2/P_1^2$ от температуры кристалла для одночастотного и многочастотного излучений. Обе кривые аппроксимировались функцией $A \text{sinc}^2[0.443\pi(T - T_0)/\Delta T]$ с независимыми параметрами A , T_0 и ΔT , подбираемыми методом наименьших квадратов, и нормировались на единицу в максимуме коэффициента эффективной нелинейности ГВГ одночастотного

излучения. Результаты измерений для кристаллов КТР длиной 2.5 и 5 мм представлены на рис.2,а и б. Различие положений максимумов коэффициентов эффективной нелинейности связано с различием на 0.5 нм длин волн многочастотного и одночастотного излучений. Из рисунков видно, что величина статистического выигрыша для многочастотного излучения слабо зависит от фокусировки и лежит в диапазоне 1.5–1.65.

Аналогичные эксперименты проводились с легированным 5 мол.% MgO кристаллом ниобата лития с регулярной доменной структурой (период структуры 6.95 мкм, длина кристалла 4.7 мм). При этом поляризация выставлялась вдоль оси Z кристалла. Результаты измерений представлены на рис.2,в. Сравнение рис.2,а–в показывает, что статистический выигрыш слабо зависит не только от фокусировки, но и от типа синхронизма.

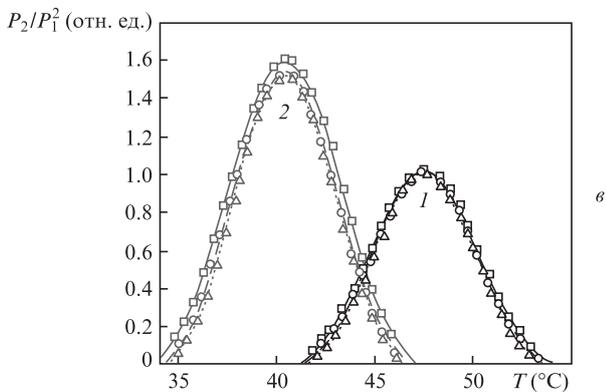
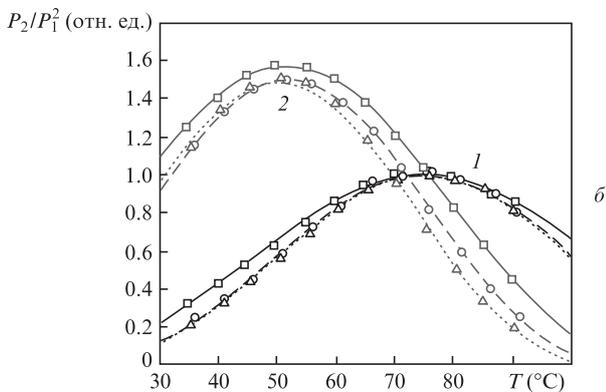
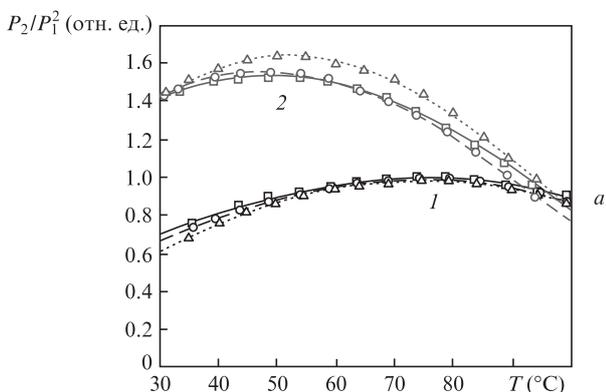


Рис.2. Нормированные температурные зависимости коэффициента эффективной нелинейности ГВГ для кристаллов КТР длиной 2.5 (а) и 5 мм (б), а также кристалла MgO:ppLN (в) в случае одночастотного (1) и многочастотного (2) режимов при радиусах перетяжки пучка 16 (□), 26 (○) и 55 мкм (Δ).

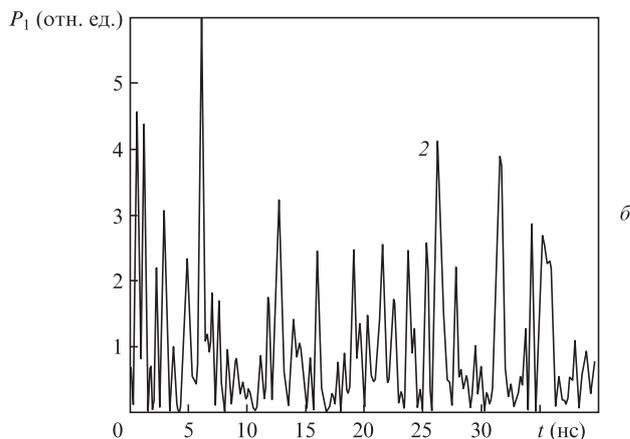
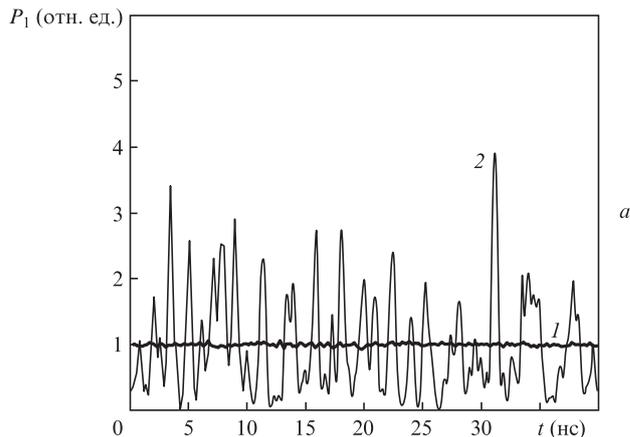


Рис.3. Временные зависимости мощности излучения одночастотного (1) и многочастотного (2) лазеров, нормированные на среднее значение: а – эксперимент, б – расчет для многочастотного излучения с гауссовой статистикой мод и формой спектра в виде гиперболического секанса.

Информацию о статистическом выигрыше ГВГ может также дать измерение временного поведения мощности иттербиевого лазера за время обхода резонатора. Для этого использовались осциллограф LeCroy WavePro 725Zi-A с полосой пропускания 2.5 ГГц и фотодетектор LeCroy OE455 с полосой 3.5 ГГц. Поскольку спектр генерации лазера (не более 2 ГГц) был уже полосы пропускания, полученные зависимости мощности в процессе измерения не усреднялись. На рис.3,а представлены временные зависимости мощности генерации одночастотного и многочастотного лазеров. Шумы мощности одночастотного лазера соответствуют шумам детектора.

3. Обсуждение результатов

Приведенные данные свидетельствуют о том, что даже при относительно большом ($N \sim 50$) эффективном числе мод, участвующих в генерации волоконного иттербиевого лазера, статистический выигрыш заметно отличается от двукратного. Это может быть связано с наличием частичной синхронизации мод в многочастотном непрерывном лазере, обусловленной однородностью насыщения линии усиления на масштабах спектра генерации. Как уже отмечалось [2], статистический выигрыш также зависит от статистических свойств огибающей поля. Ширина спектра генерации существенно меньше ширины синхронизма использовавшихся кристаллов. В нашем случае для опре-

деления величины статистического выигрыша можно использовать квазистатическую модель, в которой пренебрегается различие групповых скоростей основной и второй гармоники.

Для расчета временной динамики и статистического выигрыша использовалась известная модель лазера с несинхронизованными модами (см., напр., [2]), в которой фазы мод статистически независимы и равномерно распределены на интервале $(-\pi, \pi)$. Форма спектра генерации выбиралась в виде гиперболического секанса согласно модели уширения спектра иттербиевого лазера за счет фазовой самомодуляции в пренебрежении дисперсией, что подтверждено экспериментально для относительно узкополосной генерации [9]. Вычисление проводилось для 101 моды с межмодовым расстоянием 25.2 МГц и с полной шириной спектра на полувысоте 2 ГГц. Фаза каждой моды выбиралась случайным образом на интервале $(-\pi, \pi)$. Зависимость мощности от времени имеет периодический характер $P_1(t)$ с периодом 39.7 нс (рис.3,б). Усредненную по времени обхода резонатора мощность многомодового лазера можно связать с мощностью одночастотного лазера. Мощность ГВГ пропорциональна квадрату мощности первой гармоники, поэтому статистический выигрыш в квазистатическом режиме равен отношению среднего от квадрата мощности к квадрату средней мощности на фундаментальной частоте $\langle P_1(t)^2 \rangle / \langle P_1(t) \rangle^2$. Было установлено, что получаемое расчетное увеличение эффективности изменяется от реализации к реализации случайного выбора фаз, но близко к двукратному: 2 ± 0.15 . Аналогичное усреднение, проводимое непосредственно по экспериментально измеренной временной зависимости мощности иттербиевого лазера (рис.3,а), составляет 1.5, что близко к наблюдаемому в экспериментах увеличению эффективности ГВГ. Отметим, что больший коэффициент увеличения в случае гауссовой статистики мод связан с наличием выбросов большей амплитуды на временной шкале – до шести раз по отношению к среднему значению (рис.3,б), тогда как в эксперименте выбросы не превышают 4 (рис.3,а).

Следует упомянуть об экспериментальном исследовании ГВГ многочастотного иттербиевого лазера в кристалле MgO:ppSLT, проведенном в работе [10]. Авторы предполагали, что ГВГ излучения многочастотного лазера в два раза более эффективна, чем одночастотного. Эксперимент проводился только с многочастотным лазером. При ширине синхронизма 0.16 нм и ширине спектра лазера 0.07 нм расчетное увеличение эффективности составило 1.5, что близко к наблюдаемому в нашем эксперименте результату.

Таким образом, даже большое число мод не гарантирует двукратного увеличения эффективности преобразования. Это следует учитывать при измерении констант

нелинейности для кристаллов. Однако в работе [11] использовалась формула статистического выигрыша $(2 - 1/N)$ при коррекции значения нелинейности d_{eff} кристалла КТР, измеренного с помощью многочастотного Nd:YAG-лазера. Усиление неодимового лазера насыщается однородно, и в нем, как и в волоконном иттербиевом лазере, может присутствовать частичная синхронизация мод.

4. Заключение

Исследовано статистическое увеличение мощности ГВГ излучения волоконного многочастотного иттербиевого лазера в кристаллах с синхронизмом I и II типов. Измеренный статистический выигрыш составил 1.5–1.65 раза, что заметно меньше, чем расчетный коэффициент 2 для лазера с гауссовой статистикой излучения. Показано, что полученное отличие может быть объяснено частичной синхронизацией фаз мод, связанной с однородным характером насыщения усиления генерируемыми модами. Тем не менее значительное увеличение эффективности ГВГ многочастотного излучения по сравнению с одночастотным в кристаллах разного типа позволяет создавать эффективные источники излучения в видимом диапазоне, использующие достаточно простые и надежные лазеры на основе активных иттербиевых волокон с двойной оболочкой, с накачкой многомодовыми диодами и линейным резонатором на волоконных брэгговских решетках [5]. Использование в качестве источника накачки волоконного иттербиевого лазера с перестраиваемыми ВБР (см. напр., [8]) и кристалла КТР с векторным синхронизмом II типа для удвоения частоты дает возможность плавной перестройки длины волны видимого излучения в широком диапазоне, что затруднительно для схем на основе кристаллов с регулярной доменной структурой и достаточно сложными одночастотными волоконными лазерами с усилителем (см. напр., [6]).

1. Ducuing J., Bloembergen N. *Phys. Rev. A*, **133**, 1493 (1964).
2. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М.: Наука, 1981).
3. Solli D.R., Ropers C., Koonath P., Jalali B. *Nature*, **450**, 1054 (2007).
4. Qu Y., Singh S. *Phys. Rev. A*, **47**, 3259 (1993).
5. Курков А., Дианов Е. *Квантовая электроника*, **34**, 881 (2004).
6. Samanta G.K., Kumar S.C., Ebrahim-Zadeh M. *Opt. Lett.*, **34**, 1561 (2009).
7. Miller G.D., Batchko R.G., Tulloch W.M., Weise D.R., Fejer M.M., Byer R.L. *Opt. Lett.*, **22**, 1834 (1997).
8. Акулов В.А., Каблуков С.И., Бабин С.А. *Квантовая электроника*, **42**, 120 (2012).
9. Kablukov S.I., Zlobina E.A., Podivilov E.V., Babin S.A. *Opt. Lett.*, **37**, 2508 (2012).
10. Tovstonog S.V., Kurimura S., Kitamura K. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **45**, L907 (2006).
11. Asaumi K. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **54**, 265 (1992).