

УДК 535.8

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВО ВТОРУЮ ГАРМОНИКУ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ

Б. Л. Васин, Ю. В. Коробкин, М. В. Осипов, В. Н. Пузырёв,
А. Т. Саакян, А. Н. Стародуб, С. И. Федотов

Приводятся результаты экспериментов по преобразованию многомодового излучения лазера на неодимовом стекле с управляемой пространственной и временной когерентностью во вторую оптическую гармонику в нелинейном кристалле KDP при реализации взаимодействия ое. Исследована зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от плотности мощности основного излучения на кристалле в интервале $I = 0.2 - 5 \text{ ГВт/см}^2$ при числе поперечных мод в резонаторе $N = 1000$, значениях расходимости излучения $\varphi = 3.5, 4.7$ и 5 мрад , ширине спектра излучения $\delta\lambda = 5$ и $42 \text{ \AA}$, и длительности импульса 2.5 нс . Определена пробойная плотность мощности кристалла KDP, изучены интерференционные свойства преобразованного излучения второй гармоники.

Ключевые слова: генерация второй гармоники, частично когерентное излучение, кристалл KDP.

В настоящей статье представлены результаты преобразования во вторую гармонику многомодового излучения, описываемого функцией взаимной когерентности, при реализации взаимодействия ое. Дополнительно исследованы интерференционные свойства и степень когерентности преобразованного излучения на частоте второй гармоники. Результаты аналогичных экспериментов по генерации второй гармоники (ГВГ) для взаимодействия ое, сделанных на установке “Канал-2” [1], ранее были представлены вначале в работах [2, 3]. Целью всего цикла исследования является определение

оптимальных условий, при которых достигалась бы максимальная выходная энергия лазерного излучения на частоте второй гармоники для дальнейшего применения в экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с веществом.

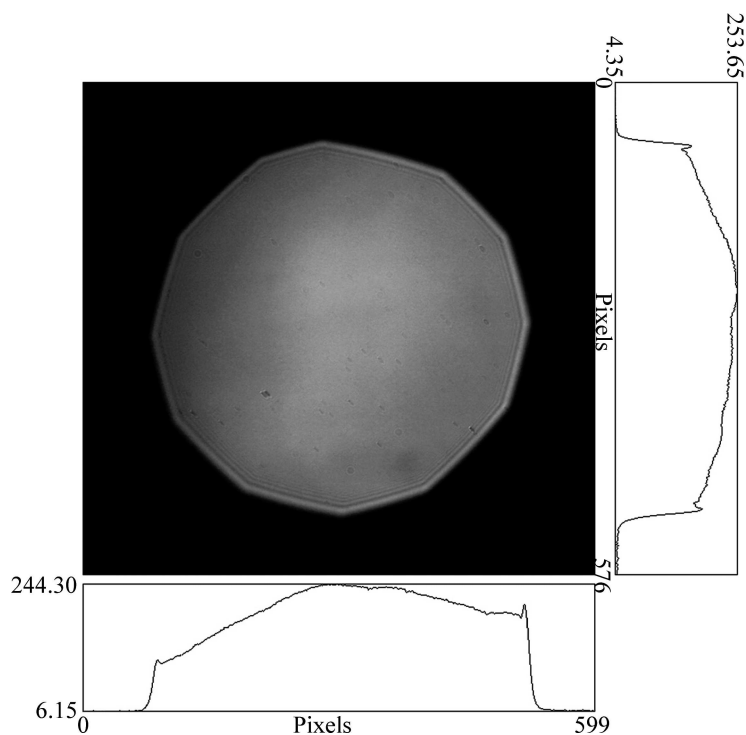


Рис. 1: Ближняя зона основного излучения с профилями интенсивности излучения по горизонтали и вертикали. На графиках профилей интенсивности излучения по оси абсцисс отложены относительные величины в пикселях, сопоставляемые с пространственными размерами пучка, а по оси ординат – интенсивность излучения в относительных единицах – градации серого.

В экспериментах с взаимодействием оое однородность распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка (далее однородность пучка) была невысокой из-за присутствия в схеме лазера магнитооптического затвора Фарадея, отсекающего из пучка значительную часть деполяризованной компоненты. Однако, как известно, однородность и форма распределения интенсивности излучения играют немаловажную роль в процессе ГВГ [4, 5]. По этой причине исследования ГВГ с реализацией взаимодействия оое были проведены при отсутствии в схеме лазера магнитооптического затвора Фарадея, что значительно улучшило однородность пучка. Соответствующая фотография ближней зоны основного излучения вместе с её двумерными профилями в двух взаимоперпендикулярных направлениях приведена на рис. 1. Из-за небольшой апертуры

кристаллов (19×19 мм²) диаметр падающего на кристалл пучка ограничивался ирисовой диафрагмой и составлял 15 мм. Сравнивая ближнюю зону излучения на рис. 1 с аналогичной из [3], легко заметить, что однородность пучка на рис. 1 значительно лучше, а форма распределения более близка к супергауссовой. Следует отметить, что супергауссова форма распределения интенсивности излучения является оптимальной для процесса ГВГ [5].

Высокая однородность пучка была связана с наличием в линейно-поляризованном основном излучении деполяризованной компоненты, которая зависела от уровня напряжения на лампах накачки активных элементов усилительной системы. Деполяризованная компонента составляла $\xi \approx 30\%$ от общей энергии при низких значениях плотности мощности I и возрастала до $\xi \approx 50\%$ при пробойных для кристалла значениях I . Согласно [5], наличие в основном излучении деполяризованной компоненты ξ в несколько процентов не сильно влияет на эффективность преобразования η при взаимодействии *ооо*. Такой же уровень деполяризации излучения, но уже при взаимодействии *оое* приводит к значительному ограничению эффективности преобразования. Однако при одинаковых значениях параметров основного излучения и оптимальной длине кристалла процесс ГВГ при реализации взаимодействия *оое* оказывается более эффективным по сравнению с взаимодействием *ооо* [5, 6], что может компенсировать потери из-за наличия деполяризованной компоненты в излучении.

Схема экспериментов по ГВГ, результаты которых представлены в данной работе, была аналогична той, которая применялась в [2]. Преобразование излучения во вторую гармонику проводилось в кристаллах KDP длиной $L = 15, 19$ и 40 мм. Кристаллы располагались таким образом, чтобы угол между направлением преимущественной поляризации основного излучения и главным сечением кристалла составлял 45° . Для изучения влияния величины деполяризованной компоненты в излучении на процесс ГВГ в экспериментах с $L = 19$ мм было предусмотрено введение в оптический тракт системы из двух последовательных высокопрочных плёночных поляризаторов. Расположение системы из поляризаторов перед кристаллом позволяло отсекал большую часть деполяризованной компоненты линейно-поляризованного излучения, которая на выходе из системы поляризаторов в этом случае уже составляла $\xi \leq 10\%$. Помимо преобразования в каждом из кристаллов была также применена двухкристальная схема ГВГ. Первым был установлен кристалл длиной 15 мм, после – кристалл длиной 40 мм. Вдоль направления хода излучения кристаллы были повернуты относительно друг друга на 90° , при этом угол между вектором поляризации основного излучения и главными сечениями

обоих кристаллов составлял 45° . Подобное расположение даёт наиболее эффективное преобразование излучения во вторую гармонику в двухкристальной схеме [7].

Эксперименты проводились при следующих значениях параметров основного излучения: длина волны $\lambda = 1.06$ мкм; расходимость $\varphi = 3.5, 4.7$ и 5 мрад; ширина спектра $\delta\lambda = 5$ и 42 Å, число поперечных мод в генераторе $N = 1000$. Отметим, что угловая и спектральная ширины синхронизма для $L = 15, 19$ и 40 мм составляют $\Delta\theta_c^{oe} = 1.5, 1.2, 0.6$ мрад и $\Delta\lambda_c^{oe} = 67, 53$ и 25 Å, соответственно [4]. Таким образом, ни для одного значения расходимости излучения не выполнялось условие углового синхронизма $\varphi \leq \Delta\theta_c^{oe}$, что, однако, необходимо для эффективного протекания процесса ГВГ. Условие спектрального синхронизма $\delta\lambda \leq \Delta\lambda_c^{oe}$ выполнялось практически для всех значений $\delta\lambda$, за исключением случая преобразования излучения с $\delta\lambda = 42$ Å в кристалле длиной 40 мм.

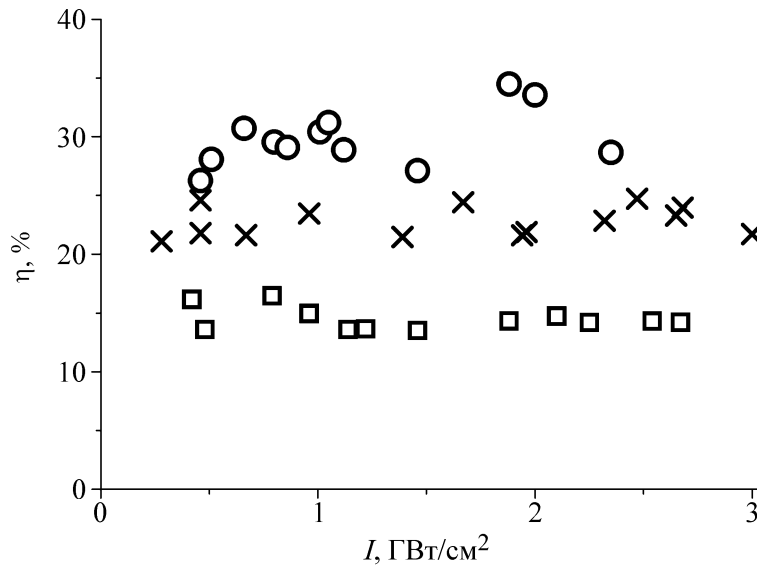


Рис. 2: Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от плотности мощности основного излучения, при значениях его параметров $\varphi = 4.7$ мрад, $\delta\lambda = 42$ Å, $\xi \approx 30\%$, в следующих кристаллах KDP: $\square$ – $L = 15$ мм, $\times$ – $L = 40$ мм, $\circ$ – двухкристальная схема ГВГ (15 мм + 40 мм).

Результаты экспериментов по ГВГ представлены на рис. 2 и 3. На рис. 2 приведены зависимости эффективности преобразования η во вторую гармонику от плотности мощности I излучения с широким спектром в кристаллах 15 и 40 мм, а также при двухкристальной схеме ГВГ. На графиках ошибки измерений соответствуют размерам маркеров. Видно, что в случае $L = 15$ мм эффективность преобразования во всём интервале I находится на среднем уровне примерно 14%, а для кристалла 40 мм – 23%.

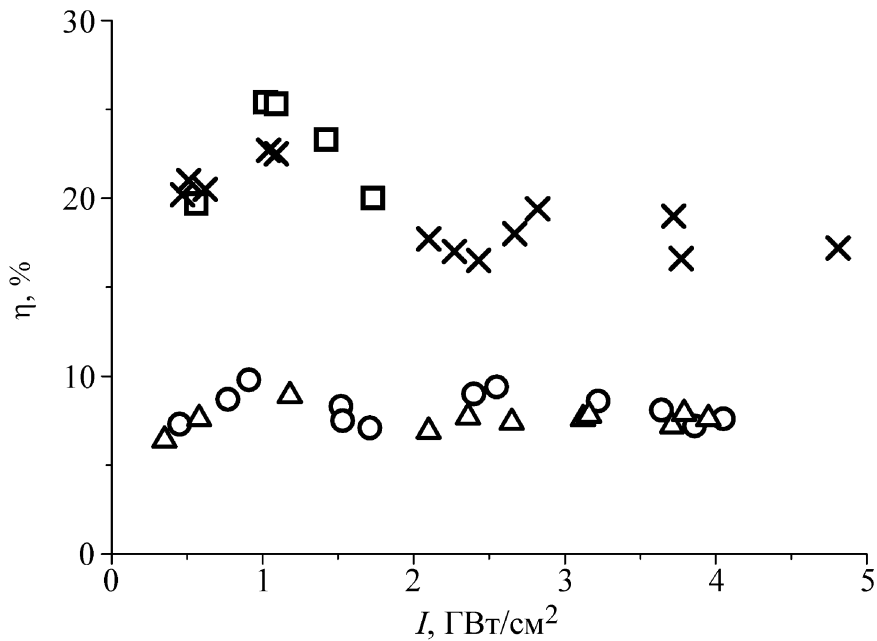


Рис. 3: Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от плотности мощности основного излучения: $\bigcirc$ – $L = 15$ мм и $\triangle$ – $L = 19$ мм, при $\varphi = 3.5$ мрад, $\delta\lambda = 5$ Å, $\xi \approx 30\%$; $\square$ – $L = 19$ мм, $\varphi = 3.5$ мрад, $\delta\lambda = 5$ Å, $\xi \leq 10\%$; $\times$ – $L = 19$ мм, $\varphi = 5$ мрад, $\delta\lambda = 42$ Å, $\xi \leq 10\%$.

Несмотря на значение расходимости излучения, значительно превышающее угловую ширину синхронизма, оптимальным оказывается более длинный кристалл.

Из рис. 2 видно, что эффективность преобразования для случая двухкристальной схемы ГВГ оказывается выше, чем отдельно в каждом из кристаллов, и в среднем составляет примерно 30%. Согласно выражению для итоговой эффективности преобразования при подобной схеме ГВГ [7], в нашем случае она должна составлять примерно 34%. Разницу между полученной эффективностью преобразования и расчётной можно объяснить тем, что в [7] рекомендуется первым устанавливать более эффективно преобразующий кристалл, тогда как в нашей схеме расположение кристаллов было обратным. Также важную роль играет тот факт, что в расчётах в [7] берутся значения эффективности преобразования для каждого из кристаллов, полученные в двухкристальной схеме ГВГ, тогда как для оценок мы взяли значения, полученные отдельно для каждого кристалла при обычной схеме ГВГ. После проведения экспериментов с двухкристальной схемой ГВГ была определена лучевая прочность для кристалла с $L = 40$ мм. Оптические разрушения на поверхности кристалла начали проявляться при

плотности мощности примерно 9 ГВт/см^2 . Внутри кристалла оптические разрушения не наблюдались, что говорит об отсутствии как оптической, так и тепловой самофокусировки.

Результаты экспериментов по ГВГ при $L = 15 \text{ мм}$ и узком спектре излучения, а также для $L = 19 \text{ мм}$ при обеих ширинах спектра и разных величинах деполяризованной компоненты излучения приведены на рис. 3. Видно, что при одинаковых значениях параметров излучения какой-либо заметной разницы в эффективности преобразования в кристаллах с $L = 15 \text{ мм}$ и $L = 19 \text{ мм}$ не наблюдается. Однако наблюдается существенное повышение эффективности преобразования в кристалле с $L = 19 \text{ мм}$ при отсечении большей части деполяризованной компоненты излучения при прочих одинаковых значениях его параметров. Более высокая эффективность преобразования для линейно-поляризованного излучения с низкой степенью деполяризации получается как при широком спектре излучения, так и при узком. Причём, при близких значениях расходимости излучения (3.5 мрад и 5 мрад) эффективности преобразования для широкого и узкого спектров излучения очень близки друг к другу. Сравнивая результаты ГВГ на рис. 2 и 3 для $L = 15 \text{ мм}$, можно увидеть, что при широком спектре излучения эффективность преобразования получается примерно на 6% выше, чем при узком спектре. Таким образом, исходя из всех результатов, можно заключить, что, несмотря на неоптимальные значения расходимости излучения, из-за чего происходит значительное ограничение эффективности преобразования, повышение степени поляризации основного излучения даёт существенный вклад в эффективность ГВГ. Также отметим, что при подборе оптимальной длины кристалла, уменьшении расходимости основного излучения и повышении степени его поляризации, следует ожидать более высокую эффективность преобразования.

Результаты по ГВГ, представленные в данной работе и в [2, 3], показывают, что без применения каких-либо изощрённых методов по оптимизации параметров основного излучения можно получить эффективность преобразования многомодового некогерентного излучения на уровне 30%–50%. Учитывая высокий уровень выходной энергии многомодовых лазеров, подобная эффективность преобразования оказывается более чем достаточной для проведения исследований по взаимодействию лазерного излучения с веществом на частоте второй гармоники. Применение второй гармоники также в качестве зондирующего излучения в оптических методах диагностики плазмы позволит значительно упростить задачу синхронизации греющего и зондирующего излучений. Однако возникает вопрос о возможности применения преобразованного излу-

чения на частоте второй гармоники в диагностических целях, поскольку для получения интерференционных картин применяется высококогерентное зондирующее излучение. Высококогерентным, обычно, считается излучение со степенью когерентности $\gamma \geq 0.88$ [8]. Для получения ответа на данный вопрос был проведён эксперимент по реализации интерференции на границе раздела двух оптических клиновидных пластин диаметром 60 мм и углом при вершине 5° . Клиновидные пластины были приложены друг к другу таким образом, что максимальная толщина первой совпадала с минимальной толщиной второй, а на одной из крайних сторон между пластинами была вставлена прокладка толщиной 250 мкм, создающая переменный воздушный зазор.

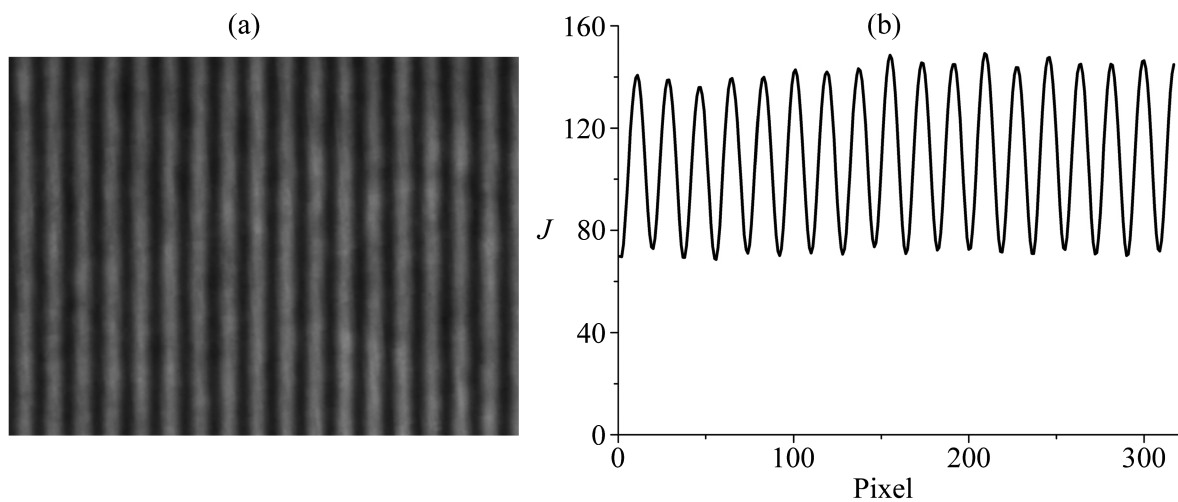


Рис. 4: (а) фотография интерференционной картины в градациях серого цвета, (б) двумерная пропись интерференционной картины: по оси x отложена пространственная координата фотографии в пикселях, по оси y – соответствующее каждому пикселю значение интенсивности излучения.

На рис. 4 приведена фотография интерференционной картины (а) вместе с её прописью (б), соответствующая начальному отрезку локализации с низким порядком интерференции, где воздушный зазор почти был равен нулю. Поскольку в данном отрезке практически не сказывается влияние пространственной и временной когерентности, т.е. интерферирующие пучки не смещены относительно друг друга ни по времени, ни по пространству, то, рассчитав видность интерференционной картины, мы определим степень когерентности излучения γ [8].

Для простоты расчёта будем предполагать интенсивности интерферирующих пучков равными, хотя на самом деле интенсивность одного из пучков на 8% ниже из-за

френелевских потерь на отражениях от поверхностей клиньев. Взяв из рис. 4 средние значения $J_{\max} = 145$ и $J_{\min} = 73$, для видности, а соответственно и для степени когерентности, получаем $V = \gamma = 0.33$. Полученное значение показывает, что излучение второй гармоники не является высококогерентным. Как отмечено в [8], из-за частичной когерентности излучения интерференционная картина находится на некотором светлом фоне, т.е. $J_{\min} \neq 0$, что мы и видим на рис. 4. Однако, несмотря на это, интерференционная картина достаточно чёткая, а её контрастность позволяет проводить расчёты. Таким образом, исходя из полученных результатов, можно заключить, что излучение на частоте второй гармоники применимо также в диагностических целях в качестве зондирующего излучения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] S. I. Fedotov, L. P. Feoktistov, M. V. Osipov, A. N. Starodub, J. Russian Laser Research, № 25, 79 (2004).
- [2] Б. Л. Васин, М. В. Осипов, В. Н. Пузырёв и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **38**(11), 3 (2011).
- [3] V. G. Dmitriev, M. V. Osipov, V. N. Puzyrev, et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **45**(16), 165401 (2012).
- [4] В. Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов, *Прикладная нелинейная оптика* (Физматлит, Москва, 2004).
- [5] А. А. Гуламов, Э. А. Ибрагимов, В. И. Редкоречев, Т. Б. Усманов, *Преобразование частоты лазерного излучения с предельной эффективностью* (ФАН, Ташкент, 1990).
- [6] Э. А. Ибрагимов, Т. Усманов, ЖЭТФ **86**, 1618 (1984).
- [7] D. Eimerl, IEEE J. Quant. El. **QE-23**, 1361 (1987).
- [8] Под ред. Р. И. Солоухина, *Оптика и атомная физика* (Наука, Новосибирск, 1983).

Поступила в редакцию 15 октября 2012 г.