

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук**

**На правах рукописи**

**УДК 535:530.182**

**СААКЯН АРТЁМ ТИГРАНОВИЧ**

**ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА  
НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ С БОЛЬШОЙ УГЛОВОЙ И  
СПЕКТРАЛЬНОЙ ШИРИНОЙ**

**Специальность: 01.04.21 – Лазерная физика**

**АВТОРЕФЕРАТ**

**диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук**

**Москва 2015**

Работа выполнена в Лаборатории воздействия лазерного излучения Отдела лазерного термоядерного синтеза Отделения квантовой радиофизики им. Н.Г. Басова Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН).

**Научный руководитель:** кандидат физико-математических наук,  
Стародуб Александр Николаевич (ФИАН).

**Официальные оппоненты:** доктор физико-математических наук, профессор, начальник отделения Знаменский Николай Владимирович (Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт")

кандидат технических наук, старший научный сотрудник Гречин Сергей Гаврилович (Московский Государственный Технический Университет имени Н.Э. Баумана)

**Ведущая организация:** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН) (Нижний Новгород)

Защита состоится 15 июня 2015 г. в 12 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 002.023.03 при ФИАН по адресу: 119991, город Москва, Ленинский проспект, дом 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН и на сайте института [www.lebedev.ru](http://www.lebedev.ru).

Автореферат разослан «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2015 г.

e-mail: [postmaster@lebedev.ru](mailto:postmaster@lebedev.ru)

Учёный секретарь диссертационного совета

Д 002.023.03 при ФИАН

доктор физико-математических наук

Казарян Мишик Айразатович

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы исследования

На сегодняшний день проводящиеся в ведущих мировых лазерных центрах исследования по взаимодействию лазерного излучения с веществом практически не обходятся без использования излучения оптических гармоник основной частоты, полученных с применением нелинейных кристаллов. Это связано с целым рядом положительных факторов, причём излучение гармоник используется как для воздействия на исследуемую мишень (исследуемое вещество) в качестве греющего излучения, так и в диагностических целях [1-8]. Вторая гармоника излучения неодимовых лазеров также широко применяется в качестве излучения накачки для титан-сапфировых ( $Ti^{3+}:Al_2O_3$ ) лазеров [9-11].

В исследованиях по взаимодействию лазерного излучения с веществом традиционно используется одномодовое высококогерентное излучение (с пространственно-временной селекцией), имеющее однородное распределение в поперечном сечении пучка, форма которого в продольном сечении остаётся практически неизменной за всё время импульса [12]. Для мощных лазерных установок килоджоульного уровня энергии (и выше) практическая реализация подобного излучения является трудновыполнимой задачей. Её решение, как правило, сопровождается значительным падением выходной энергии лазера [13, 14]. Одной из наиболее важных и нерешённых задач в направлении ЛТС является обеспечение однородности облучения термоядерной мишени, для чего на сегодняшний день используется принцип воздействия на мишень большим числом пучков с высококогерентным излучением.

Лазеры, работающие в многомодовом режиме, не смотря на потери в пространственной и временной когерентности излучения, также имеют свои преимущества [15]. При особой конструкции многомодового лазера появляется возможность управления когерентностью лазерных пучков, используемых в экспериментах по ЛТС, без нарушения согласования системы лазер-мишень, а также возможность управления распределением интенсивности лазерного излучения в фокусе объектива и подавления мелкомасштабной самофокусировки без применения пространственной фильтрации [15].

В Отделе ЛТС ОКРФ ФИАН в 2002 году по таким принципам был сконструирован и собран многомодовый лазер на неодимовом стекле, излучение которого обладает большим числом поперечных мод и широким спектром, на основе которого была создана установка «Канал-2» [15]. Основная концепция использования подобного излучения связана с возможностью значительного улучшения однородности облучения мишеней в направлении ЛТС, без использования

большого числа пучков [15]. На установке «Канал–2» используется метод трансляции и передачи излучения на мишень, вследствие чего исходящее из генератора излучение и мишень становятся взаимосвязаны. То есть, в зависимости от размеров мишени, для согласования с диаметром пятна фокусировки, можно изменять исходное излучение ещё в самом генераторе, а также на всём оптическом пути излучения.

Номинальные значения основных параметров излучения лазера установки «Канал–2» следующие: длина волны – 1.06 мкм, длительность импульса по полувысоте – 2.5 нс, расходимость излучения – 1.4 мрад, ширина спектра – 42 Å, выходная энергия – до 250 Дж, диаметр пучка на выходе – 45 мм, поляризация – деполаризованное излучение с выделенным направлением преимущественной линейной поляризации, число поперечных мод – 1000, время когерентности – 0.9 пс, длина когерентности – 0.27 мм, радиус когерентности – 0.76 мм, контраст излучения по энергии  $> 10^6$ .

Однако многомодовое излучение с низкой степенью временной и пространственной когерентности (большая угловая и спектральная ширина) преобразуется в оптические гармоники значительно менее эффективно, по сравнению с высококогерентным излучением [16-18]. Поскольку при генерации третьей и более высших гармоник предъявляемые к параметрам излучения требования (по когерентности) значительно более жёсткие, чем при генерации второй гармоники (ГВГ) [16], разумно рассматривать преобразование многомодового излучения с низкой пространственной и временной когерентностью только во вторую оптическую гармонику. На заре развития нелинейной оптики, связанного с ГВГ, в основном использовалось излучение лазеров, которые работали в многомодовом режиме (большое число поперечных и продольных мод), а применяемые тогда кристаллы не обладали достаточными нелинейными характеристиками для эффективного протекания процесса, вследствие чего эффективность преобразования была очень низкой. Успехи в создании лазерных источников с высоким качеством излучения (одночастотных и одномодовых) снизили интерес к экспериментальному и теоретическому исследованию процесса ГВГ многомодового излучения [16, 17, 19-23], а генерация высших гармоник излучения подобного класса лазеров, как в нашем случае, практически не исследовалась. Тем не менее, использование высокоэнергетических лазеров, работающих в многомодовом режиме, делает актуальным изучение особенностей и предельных возможностей ГВГ в условиях, когда ширина спектра излучения сопоставима со спектральной шириной синхронизма в нелинейном кристалле, а расходимость излучения превышает угловую ширину синхронизма.

С точки зрения создания эффективного многомодового по пространству и времени лазера на неодимовом стекле с итоговым излучением на удвоенной частоте возникает вопрос о возможности компенсации заведомо ожидаемого низкоэффективного процесса ГВГ значительно более высоким уровнем выходной энергии лазера на основной частоте, по сравнению с маломощными одномодовыми лазерами, излучение которых преобразуется во вторую гармонику с большей эффективностью. Также значительный интерес представляет собой вопрос о возможности корректного применения второй гармоники исходного частично-когерентного излучения многомодового лазера на неодимовом стекле для оптической диагностики лазерной плазмы, где необходимо получение качественных интерферограмм.

Таким образом, к настоящему времени в исследованиях взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом имеется целый ряд нерешённых практически интересных задач, связанных с применением многомодового по пространству и времени излучения с низкой степенью пространственной и временной когерентности и требующих выявления закономерностей взаимодействия такого излучения с веществом. Данные аспекты подчёркивают актуальность исследований по выбранной теме.

### **Цели работы и решаемые задачи**

Основной целью работы являлось исследование процесса преобразования мощного многомодового по пространству и времени излучения лазера на неодимовом стекле, с управляемой когерентностью излучения, во вторую гармонику в нелинейных кристаллах. Важно было определить оптимальные условия эксперимента по ГВГ для достижения максимальной выходной энергии на частоте второй гармоники, с дальнейшей целью её применения в экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с веществом. Для сравнения с экспериментальными результатами необходимо было провести соответствующие теоретические расчёты в рамках наиболее подходящего приближения из существующих по процессу ГВГ.

Поскольку многомодовое по пространству и времени излучение на основной частоте является низкокогерентным, следовало изучить когерентные свойства преобразованного излучения второй гармоники. Исследование интерференционных свойств излучения полученной второй гармоники позволило бы ответить на вопрос о корректности её применения в оптических методах диагностики лазерной плазмы в качестве зондирующего излучения.

В связи с этим были поставлены следующие задачи:

1. Создать экспериментальный стенд для проведения экспериментов по ГВГ.
2. Выбрать наиболее оптимальный суммарно по всем свойствам и параметрам нелинейный кристалл преобразователь для начальной серии экспериментов.
3. Провести серию экспериментов по ГВГ многомодового излучения с реализацией взаимодействий *ооо* и *оое*, при разных значениях основных параметров преобразуемого излучения и разной длине кристаллов.
4. Исследовать поведение эффективности преобразования от изменения плотности мощности излучения, и из этой зависимости найти как максимум преобразования на всей кривой, так и значение плотности мощности, при котором получается максимальная энергия второй гармоники.
5. Провести теоретические расчёты в рамках наиболее подходящего из существующих приближений по процессу ГВГ и сравнить с экспериментальными результатами.
6. Изучить интерференционные свойства полученной второй гармоники и возможность её корректного применения в качестве зондирующего излучения в оптических методах диагностики лазерной плазмы.

### **Научная новизна**

Впервые проведено конкретное и детальное экспериментальное исследование процесса преобразования во вторую гармонику в кристаллах KDP многомодового по пространству и времени излучения (большая угловая и спектральная ширина) мощного наносекундного лазера на неодимовом стекле. Эксперименты по ГВГ проведены при разных значениях основных параметров преобразуемого излучения в кристаллах KDP разных длин при реализации взаимодействий *ооо* и *оое*. Продемонстрировано, что многомодовое излучение (число поперечных мод  $N \approx 100 \div 1000$ , ширина спектра 26 Å или 42 Å) может быть преобразовано во вторую гармонику в кристаллах KDP с эффективностью, вплоть до 50 %.

Найдены оптимальные значения основных параметров излучения с большой угловой и спектральной шириной на основной частоте, при которых достигается максимальная выходная энергия на частоте второй гармоники без применения традиционных методов для повышения эффективности ГВГ. При прочих одинаковых условиях эксперимента максимум энергии второй гармоники достигается при наибольшем числе поперечных мод в основном излучении, когда оно сильно деполяризовано и применяется коллимация излучения, вследствие чего

значительно улучшается однородность пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, а также увеличивается плотность мощности преобразуемого излучения.

Проведены теоретические расчёты по ГВГ для мощного многомодового по пространству и времени излучения в рамках приближения нелинейного режима генерации, наиболее подходящего из существующих приближений. Из расчётов видно, что приближение нелинейного режима генерации применимо для сравнения с экспериментальными результатами в первом приближении, однако в дальнейшем необходимо решать точную задачу по ГВГ, с учётом всех особенностей подобного мощного многомодового излучения.

Исследованы интерференционные свойства полученной второй гармоники излучения с управляемой когерентностью. Экспериментально установлено, что при преобразовании излучения с управляемой когерентностью в кристалле KDP, полученное излучение второй гармоники обладает достаточными когерентными свойствами для его корректного применения в оптических методах диагностики лазерной плазмы.

### **Научно-практическая ценность работы**

Результаты данной работы помогут частично восполнить имеющиеся проблемы в направлении ГВГ, связанные с преобразованием излучения мощных широкоапертурных наносекундных лазеров с большим числом поперечных мод и широким спектром во вторую гармонику в нелинейных кристаллах.

Применение многомодового по пространству и времени лазерного излучения с управляемой когерентностью в экспериментах по взаимодействию мощного лазерного излучения с веществом, связано с возможностью повышения однородности облучения мишени и упрощения всей оптической схемы эксперимента, что к тому же приводит к понижению стоимости выходной единицы лазерной энергии. Преобразование подобного многомодового излучения во вторую гармонику с достаточной эффективностью (40 % – 50 %) позволяет проводить эксперименты по взаимодействию лазерного излучения с веществом на частоте второй гармоники при тех же уровнях плотности мощности, что и при аналогичных экспериментах на основной частоте.

Применение второй гармоники в оптических методах диагностики лазерной плазмы в качестве зондирующего излучения позволяет значительно упростить задачу синхронизации греющего и зондирующего излучений, сведя её к простому согласованию оптических путей обоих излучений. Также, создание плазмы излучением второй гармоники позволяет изолировать лазерные каскады от мишени, и тем самым предотвращать разрушение оптических элементов.

## **Положения, выносимые на защиту**

1. Излучение с управляемой когерентностью (большой угловой и спектральной шириной) эффективно преобразуется во вторую гармонику.
2. Увеличение направленности излучения с управляемой когерентностью (путём телескопирования) сохраняет эффективность преобразования для значений плотности мощности излучения до  $3 \text{ ГВт/см}^2$ .
3. При реализации взаимодействия *ооо* увеличение длины кристалла приводит к уширению углового распределения второй гармоники излучения с управляемой когерентностью.
4. При отстройке кристалла от направления синхронизма ширина угловой зависимости эффективности преобразования для излучения с управляемой когерентностью больше соответствующего классического значения.

## **Апробация работы**

Основные результаты работ докладывались на разных семинарах ФИАН, 8 международных и 1 внутрироссийской конференциях, а также были опубликованы в 3 статьях, в журналах из списка, рекомендованного ВАК РФ, а также в трудах 9 конференций. Список всех публикаций по теме диссертации приведён в конце автореферата.

### Конференции:

XXIX European Conference on Laser Interaction with Matter (ECLIM) (Madrid 2006); International Conference on High Power Laser Beams (Nizhny Novgorod 2006); Вторая международная молодежная школа «Современные проблемы лазерной физики» (Московская область 2006); 6th Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics (APCOM) (Harbin 2006); 3rd International Conference on the Frontiers of Plasma Physics and Technology (Bangkok 2007); XXX European Conference on Laser Interaction with Matter (ECLIM) (Darmstadt 2008); 4th International Conference on the Frontiers of Plasma Physics and Technology (Kathmandu 2009); XXXI European Conference on Laser Interaction with Matter (ECLIM) (Budapest 2010); Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics (APCOM) (Moscow 2011).

## **Достоверность результатов и личный вклад соискателя**

Достоверность полученных результатов по ГВГ подтверждается поведением эффективности преобразования при изменении основных параметров преобразуемого излучения в соответствии и сопоставлении с результатами многих



теоретических и экспериментальных работ других авторов. Достоверность проведённых измерений подтверждается использованием высокоточных откалиброванных отечественных и иностранных измерительных и регистрирующих приборов, многократно применённых в различных экспериментах по взаимодействию мощного лазерного излучения с веществом.

Достоверность результатов по исследованию интерференционных свойств излучения полученной второй гармоники подтверждается их соответствием теории интерференции волн. А именно, спад видности интерференционной картины от максимального значения до нулевого, из-за разницы оптического хода между интерферирующими лучами, соответствовал выбранной толщине прокладки, создающей воздушный зазор в схеме интерференции с двумя клиньями.

Личный вклад соискателя состоит в разработке и создании экспериментальной установки по исследованию ГВГ мощного многомодового лазерного излучения, а также в проведении экспериментов, получении и интерпретации приоритетных экспериментальных результатов. Для первоначальной настройки на направление синхронизма на основе квантрона К-301В (YAG:Nd<sup>3+</sup>) соискателем был собран частотный лазер с перестраиваемой частотой повторения импульсов в диапазоне 0.2 ÷ 5 Гц и активной модуляцией добротности.

Теоретические расчёты по ГВГ в приближении нелинейного режима генерации были проведены лично соискателем под наблюдением и при участии Дмитриева Валентина Георгиевича в качестве научного консультанта.

### **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы. Первая глава посвящена обзору литературы, экспериментальных и теоретических работ по ГВГ. Во второй и третьей главах представлены результаты ГВГ многомодового излучения при реализации взаимодействий *оee* и *оoe*, соответственно. В начале второй главы также описана экспериментальная установка по ГВГ. Четвёртая глава содержит результаты исследований интерференционных свойств излучения полученной второй гармоники с целью её дальнейшего применения в экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с веществом.

Общий объём работы составляет 154 страницы, включая 48 рисунков и 3 таблицы. Список литературы содержит 151 наименований.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обосновывается актуальность темы исследований, изложены цель работы, научная новизна и научно-практическая ценность работы, отмечены достоверность результатов и личный вклад соискателя. Также во **Введении** представлены выносимые на защиту положения, сведения об апробации работы и публикациях, структура и объём диссертации.

**Глава 1 «Введение и обзор литературы по генерации второй гармоники (ГВГ)»** посвящена обзору литературы, экспериментальных и теоретических работ по ГВГ. Детально изучено множество отечественных и зарубежных работ по ГВГ излучения неодимовых лазеров.

В **разделе 1.1** кратко описана суть физического процесса ГВГ в нелинейных кристаллах, представлены взаимодействия, для которых выполняется условие волнового синхронизма. Перечислены наиболее часто используемые нелинейные кристаллы для процесса ГВГ, обоснован выбор кристалла KDP для преобразования во вторую гармонику излучения с большой угловой и спектральной шириной мощного неодимового лазера с управляемой когерентностью.

В качестве преобразователей были выбраны кристаллы KDP, как из-за своих нелинейных свойств, так и за возможность выращивания качественных кристаллов с апертурой в десятки сантиметров, что очень важно в экспериментах по взаимодействию излучения мощных широкоапертурных лазеров с различными веществами, а также достаточно низкой цены за кубический сантиметр, по сравнению с другими кристаллами.

В **разделах 1.2, 1.3, 1.4 и 1.5** рассматривается влияние на процесс ГВГ расходимости излучения, ширины спектра, поляризации а также других факторов, соответственно. В каждом разделе кратко обсуждаются соответствующие наиболее значимые теоретические и экспериментальные работы по процессу ГВГ в кристаллах KDP излучения неодимовых лазеров. Краткие **Выводы** к первой главе представлены в **разделе 1.6**, в котором также отмечено, что в направлении ГВГ имеются нерешённые актуальные задачи, связанные с преобразованием во вторую гармонику мощного лазерного излучения с большой угловой и спектральной шириной.

### **Глава 2. Генерация второй гармоники при взаимодействии oee**

**Раздел 2.1** посвящён описанию экспериментальной установки по ГВГ. Описаны положительные факторы использования излучения с большой угловой и спектральной шириной в экспериментах по взаимодействию мощного лазерного излучения с различными веществами. Представлена схема экспериментов по

ГВГ, приведены пространственные, угловые, временные и спектральные характеристики многомодового излучения. Представлен расчёт номинального числа поперечных мод излучения используемого в экспериментах резонатора, которое составило значение  $\approx 1000$ .

Отметим, что конструкция отдельно резонатора и всего лазера позволяет независимо изменять число поперечных мод, а также ширину спектра. Помимо номинальной ширины спектра излучения, дополнительное использование двух селекторов (один базируется на кварцевой пластинке с областью дисперсии  $\sim 60 \text{ \AA}$ , второй - на пластинке из исландского шпата с областью дисперсии  $\sim 30 \text{ \AA}$ ), позволяет получать ширины спектра  $26 \text{ \AA}$  и  $5 \text{ \AA}$ . Использование магнитооптического затвора Фарадея, а также системы из последовательных высокопрочных плёночных поляризаторов позволяет понижать степень деполаризации излучения, доводя её до нескольких процентов от общей энергии, правда, при этом сильно нарушается однородность пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка.

В экспериментальной схеме была предусмотрена возможность использования коллиматора (телескопа), который состоял из положительной длиннофокусной и отрицательной короткофокусной сферических линз, установленных таким образом, что их фокусы совпадают. Таким образом, получаем на выходе такой же пучок, какой и был (плоскопараллельный расходящийся), только с бóльшей расходимостью. Во сколько раз отличаются фокусы, во столько же уменьшается диаметр пучка и увеличивается направленность излучения. Коллимация пучка позволяла исследовать процесс ГВГ для разных значений расходимости излучения при одном и том же числе поперечных мод, и наоборот, а также повысить плотность мощности излучения на нелинейном кристалле.

В разделе также перечислены используемые в экспериментах измерительные приборы, оптические элементы и нелинейные кристаллы KDP. Приведено краткое описание специально собранного автором диссертации юстировочного частотного лазера для первоначальной (грубой) настройки на направление синхронизма. Изложены использованные методы исследования пространственных, угловых и спектральных свойств излучения второй гармоники, а также излучения основной частоты, прошедшего через кристалл KDP.

В разделе 2.2 представлены экспериментальные результаты ГВГ излучения с большой угловой и спектральной шириной при реализации взаимодействия *оee*. Значения параметров и характеристик основного излучения и нелинейных кристаллов (для соответствующей длины кристалла), при которых проводились эксперименты по ГВГ с реализацией взаимодействия *оee*, приведены в Таблице 1. Для случая двухкристальной схемы ГВГ через запятую приведены зна-

чения угловой и спектральной ширин синхронизма отдельно для каждой длины кристалла, соответственно. В экспериментах использовались кристаллы, вырезанные для нормального падения основного излучения.

Значения основных характеристик кристалла KDP для взаимодействия *oee* при комнатной температуре, длине кристалла 1 см и длины волны излучения 1.06 мкм, следующие [16, 23]: угол синхронизма –  $\theta_c = 59^\circ$ ; показатели преломления –  $n_o(\omega_0) = 1.494$ ,  $n_e(\omega_0) = 1.46$ ,  $n_{\omega_0}^e(\theta_c) = 1.469$ ,  $n_o(2\omega_0) = 1.513$ ,  $n_e(2\omega_0) = 1.471$ ,  $n_{2\omega_0}^e(\theta_c) = 1.481$ ; угловая ширина синхронизма –  $\Delta\theta_c^{oee} = 2.3$  мрад; спектральная ширина синхронизма –  $\Delta\lambda_c^{oee} = 100 \text{ \AA}$ ; температурная ширина синхронизма –  $\Delta T_c^{oee} = 18.3 \text{ }^\circ\text{C}$ ; углы сноса –  $\rho_1 = 1.149^\circ$  и  $\rho_3 = 1.404^\circ$ ; коэффициент линейного поглощения –  $\alpha = 0.05 \text{ см}^{-1}$ .

Таблица 1

$L_{кр}$ , мм	$\delta\lambda$ , $\text{\AA}$	$N$ , шт	$\theta$ , мрад	$P$	$\Delta\theta_c^{oee}$ , мрад	$\Delta\lambda_c^{oee}$ , $\text{\AA}$
40	42	1000	4.7	Д	0.6	25
15	42		4.7		1.5	67
	5		3.5			
15+40	42		4.7		1.5, 0.6	67, 25
19	42		5	П	1.2	53
	5		3.5	Д		

В таблице 1:  $L_{кр}$  – длина нелинейного кристалла;  $\delta\lambda$  – ширина спектра основного излучения на выходе лазера;  $N$  – число поперечных мод излучения в резонаторе;  $\theta$  – расходимость основного излучения;  $P$  – состояние поляризации основного излучения: Д – деполаризованное излучение, П – линейно-поляризованное излучение;  $\Delta\theta_c^{oee}$  – угловая ширина синхронизма для соответствующей длины кристалла;  $\Delta\lambda_c^{oee}$  – спектральная ширина синхронизма для соответствующей длины кристалла.

Деполаризация излучения на выходе системы усиления лазера была не менее 30 %, а при высоких уровнях плотности мощности излучения приближалась к 50 %. Пространственное распределение интенсивности деполаризованного излучения было однородным, однако в левой части пучка наблюдался небольшой спад, а по краям пучка были видны возникающие из-за применения ограничивающей диафрагмы дифракционные полосы (см. Рисунок 1). Применение системы из последовательных высокопрочных плёночных поляризаторов позволяло отсекал большую часть деполаризованной компоненты, и степень деполаризации линейно-поляризованного излучения в этом случае не превышала 10 %.

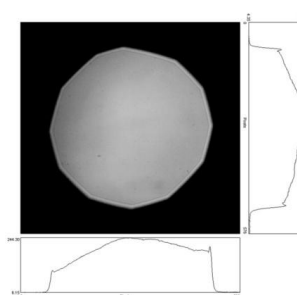


Рисунок 1. Ближняя зона основного излучения с профилями интенсивности излучения по горизонтали и вертикали. На графиках профилей интенсивности излучения по оси абсцисс отложены относительные величины в пикселях, сопоставляемые с пространственными размерами пучка, а по оси ординат – интенсивность излучения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

Представленные в **разделе 2.2** результаты экспериментов ГВГ деполяризованного излучения при реализации взаимодействия *оee* в кристаллах длиной 40 мм, 15 мм и с последовательно расположенными этими двумя кристаллами показали, что применение двухкристальной схемы позволило повысить эффективность преобразования в среднем до уровня 30 %, что на 7 % больше, чем было получено в кристалле длиной 40 мм, и на 16 % – чем в кристалле длиной 15 мм (см. Рисунок 2). В **разделе 2.2** приведены теоретические расчёты общей эффективности преобразования для классической двухкристальной схемы ГВГ, которые находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

Столь низкий общий уровень эффективности преобразования в первую очередь связан с большой расходимостью излучения, которая в несколько раз превышала значение угловой ширины для каждого из кристаллов, а также с высоким уровнем деполяризации излучения. Ширина спектра излучения в качестве ограничивающего фактора играла меньшую роль, так как лишь для кристалла длиной 40 мм спектральная ширина синхронизма была больше ширины спектра излучения, хотя даже в таком случае весь спектр участвует в процессе ГВГ, правда с низкой эффективностью краевых частей спектра.

На рисунке 2 видно, что эффективность преобразования сохраняется примерно на одном уровне во всём интервале плотности мощности излучения, как для кристалла длиной 15 мм, так и для 40 мм. Такая зависимость связана с тем, что эффективность преобразования вышла на насыщение уже при небольших значениях плотности мощности, а ограничивающие факторы не позволяют эффективности преобразования расти дальше. На поведение зависимости эффективности преобразования не должна сильно сказываться однородность пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, поскольку при сильно деполяризованном состоянии излучения она была

наиболее высока, и начинала ухудшаться со значения плотности мощности  $\approx 4$  ГВт/см<sup>2</sup>, когда включался дополнительный активный элемент в системе усиления лазера. Несмотря на большее значение линейного поглощения и меньшую угловую ширину синхронизма, длина кристалла 40 мм для процесса ГВГ многомодового излучения при реализации взаимодействия *ооо* оказывается более оптимальна, по сравнению с длиной 15 мм (см. Рисунок 2).

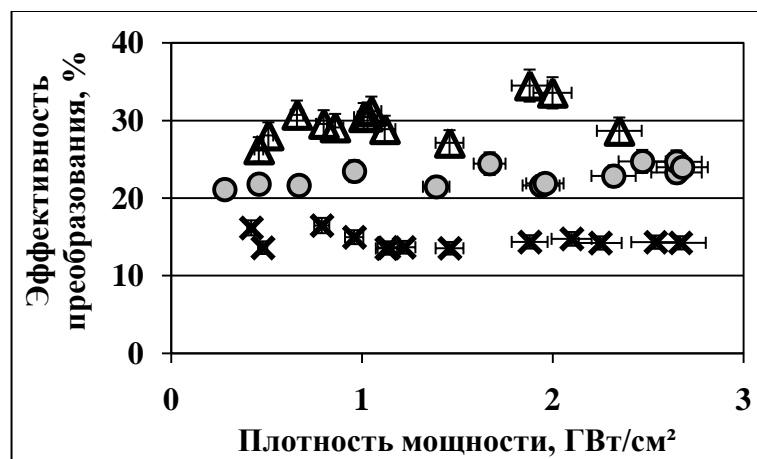


Рисунок 2. Зависимость эффективности преобразования деполяризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения в кристаллах KDP при  $\delta\lambda = 42 \text{ \AA}$  и  $\theta = 4.7$  мрад:  $\times$  – 15 мм,  $\circ$  – 40 мм,  $\Delta$  – 15 мм + 40 мм.

Для кристалла длиной 40 мм было определено максимальное значения плотности мощности основного излучения, при котором всё ещё не проявлялись бы какие-либо оптические разрушения внутри или на поверхности кристалла. Эксперименты показали, что только начиная со значения плотности мощности примерно  $8 \text{ ГВт/см}^2$  наблюдалось появление локальных оптических пробоев на поверхности кристалла, тогда как внутри кристалла какие-либо разрушения не наблюдались, что говорит об отсутствии как оптической, так и тепловой самофокусировки. Важно отметить, что данный уровень плотности мощности, при котором происходит пробой кристалла, является очень высоким для импульсов наносекундной длительности [23]. При значении плотности мощности излучения  $I \approx 7 \text{ ГВт/см}^2$  эффективность преобразования составила всего 12 %, однако итоговая энергия на частоте второй гармоники при  $I \approx 7 \text{ ГВт/см}^2$  получается больше, чем при  $I \leq 3 \text{ ГВт/см}^2$ .

Эксперименты с кристаллом длиной 19 мм показали, что уменьшение деполяризованной компоненты линейно-поляризованного излучения с 30 % до 10 % позволило повысить эффективность преобразования с 7 % до 23 % (см. Рисунок 3), при одинаковых значениях прочих параметров основного излучения. Из

Рисунка 3 также видно, что имеется явный максимум эффективности преобразования во вторую гармонику линейно-поляризованного излучения при значении плотности мощности  $1 \text{ ГВт/см}^2$ , в отличие от случая деполаризованного излучения. Это связано с изменением однородности пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, которая, в случае линейно-поляризованного излучения, сильно зависит от значения плотности мощности основного излучения, и ухудшается с увеличением последней.

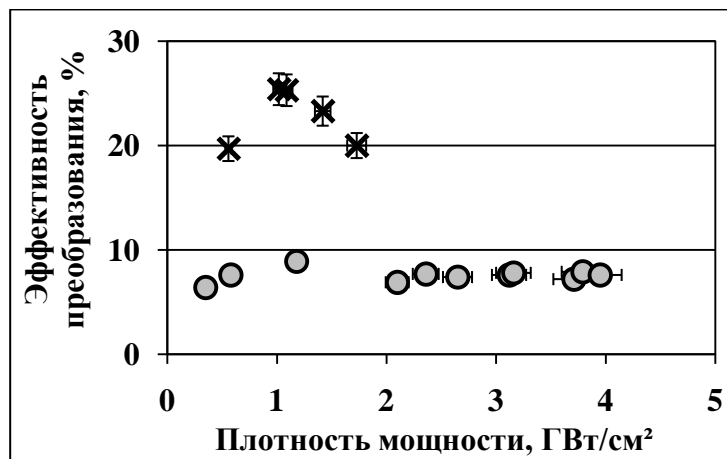


Рисунок 3. Зависимость эффективности преобразования деполаризованного —  $\circ$  и линейно-поляризованного —  $\times$  излучений во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 19 мм:  $\theta = 3.5$  мрад,  $\delta\lambda = 5 \text{ \AA}$ .

Также в **разделе 2.2** представлены результаты ГВГ деполаризованного излучения с ширинами спектра  $42 \text{ \AA}$  и  $5 \text{ \AA}$  (оба значения меньше спектральной ширины синхронизма, см. Таблица 1) в кристалле длиной 15 мм, демонстрирующие незначительное преимущество в эффективности преобразования более широкополосного излучения, несмотря на чуть бóльшую расходимость излучения (4.7 мрад и 3.5 мрад, соответственно).

Изучены ближние и дальние зоны основного излучения и второй гармоники. Из фотографий и распределений в ближней зоне можно заключить, что процесс ГВГ деполаризованного излучения при реализации взаимодействия *оee* происходит практически однородно по всему сечению пучка. На фотографиях ближних зон основного излучения и второй гармоники на выходе из кристалла видно, что пучки имеют правильную форму, соответствующую форме пучка основной частоты на входе в кристалл, следовательно, выпадания части пучка из апертуры кристалла не было.

Исследования угловых распределений излучения в дальней зоне на обеих частотах показал, что увеличение длины кристалла приводит к уширению угло-

вого распределения излучения второй гармоники. При длине кристалла 40 мм угловое распределение второй гармоники является непрерывным с шириной  $\approx 4$  мрад, а при длине кристалла 19 мм угловое распределение состоит из основного пика (ширина  $\approx 1$  мрад) и двух боковых (с ширинами  $\approx 0.5$  мрад), но с меньшей интенсивностью. Такое различие объясняется тем, что при длине кристалла 19 мм центральная часть угловых компонент уже достигла максимально возможной эффективности преобразования, тогда как боковым компонентам этой длины кристалла не достаточно для достижения такой же эффективности преобразования. Не исключено также влияние ширины спектра основного излучения на угловые распределения основного излучения и второй гармоники на выходе из кристаллов, поскольку при кристалле длиной 40 мм ширина спектра основного излучения составляла  $42 \text{ \AA}$ , а при длине 19 мм –  $5 \text{ \AA}$ .

В разделе 2.3 изложены основные **Выводы к Главе 2**.

### **Глава 3. Генерация второй гармоники при взаимодействии *ooe***

В разделе 3.1 представлены экспериментальные результаты ГВГ при реализации взаимодействия *ooe*. Значения параметров и характеристик основного излучения и нелинейных кристаллов (для соответствующей длины кристалла), при которых проводились эксперименты, приведены в Таблице 2.

Значения основных характеристик кристалла KDP для взаимодействия *ooe* при комнатной температуре, длине кристалла 1 см и длины волны излучения  $1.06 \text{ мкм}$ , следующие [16, 23]: угол синхронизма –  $\theta_c = 41.2^\circ$ ; показатели преломления –  $n_o(\omega_0) = 1.494$ ,  $n_e(\omega_0) = 1.46$ ,  $n_{\omega_0}^e(\theta_c) = 1.479$ ,  $n_o(2\omega_0) = 1.513$ ,  $n_e(2\omega_0) = 1.471$ ,  $n_{2\omega_0}^e(\theta_c) = 1.494$ ; угловая ширина синхронизма –  $\Delta\theta_c^{ooe} = 1.2$  мрад; спектральная ширина синхронизма –  $\Delta\lambda_c^{ooe} = 178 \text{ \AA}$ ; температурная ширина синхронизма –  $\Delta T_c^{ooe} = 23 \text{ }^\circ\text{C}$ ; угол сноса –  $\rho_3 = 1.6 \text{ }^\circ$ ; коэффициент линейного поглощения –  $\alpha = 0.05 \text{ см}^{-1}$ .

В начале «**Актуальности темы**» уже отмечалось, что на установке «Канал-2» имеется завязка исходного излучения лазера с используемыми в экспериментах мишенями, и в зависимости от размеров последних можно корректировать исходное излучение как в самом генераторе, так и в оптической схеме лазера. Учитывая данное обстоятельство, было решено провести эксперименты при разных значениях числа поперечных мод в генераторе, а также посмотреть – будет ли разница в поведении эффективности преобразования при практически одинаковой расходимости излучения, но разным числе поперечных мод.



Таблица 2

$L_{кр}$ , мм	$\delta\lambda$ , Å	$N$ , шт	$\theta$ , мрад	$P$	$\Delta\theta_c^{ooe}$ , мрад	$\Delta\lambda_c^{ooe}$ , Å
18	42	1000	5	П	0.7	99
30	26	1000	1.4	Д	0.4	59
30	26	1000	1.4	Л	0.4	59
30	26	1000	3.5	Д	0.4	59
30	26	1000	3.5	П	0.4	59
30	26	450	2.3	П	0.4	59
30	26	250	1.7	П	0.4	59
30	26	100	1.2	Д	0.4	59
30	26	100	1.2	П	0.4	59
30	26	100	1	Д	0.4	59
30	26	100	1	П	0.4	59
30	26	100	0.5	Д	0.4	59

В таблице 2:  $L_{кр}$  – длина нелинейного кристалла;  $\delta\lambda$  – ширина спектра основного излучения на выходе лазера;  $N$  – число поперечных мод излучения в резонаторе;  $\theta$  – расходимость основного излучения;  $P$  – состояние поляризации основного излучения: Д – деполяризованное излучение, П – линейно-поляризованное излучение;  $\Delta\theta_c^{ooe}$  – угловая ширина синхронизма для соответствующей длины кристалла;  $\Delta\lambda_c^{ooe}$  – спектральная ширина синхронизма для соответствующей длины кристалла.

Эксперименты проводились для случаев, когда деполяризация излучения составляла не менее 10 %, при малых значениях плотности мощности и повышалась с увеличением напряжения на лампах-накачки оптических стержней системы усиления, а также, когда излучение было линейно-поляризовано с высокой степенью поляризации. Для деполяризованного излучения пространственное распределение интенсивности излучения было более равномерным (см. Рисунок 4), чем в случае линейно-поляризованного излучения, когда в схеме эксперимента присутствовала система из двух последовательных поляризаторов. Коллимация излучения (путём телескопирования) более чем в два раза позволяла заметно улучшить пространственное распределение интенсивности излучения, однако увеличивало и направленность излучения (см. Рисунок 4).

В кристалле длиной 18 мм при  $\theta = 5$  мрад и  $N = 1000$  шт эффективность преобразования во вторую гармонику находилась на уровне примерно 30 % в интервале плотности мощности излучения  $I \approx 0.8 \div 5.3$  ГВт/см<sup>2</sup>. Далее при повышении плотности мощности излучения на поверхности кристалла начали появляться оптические разрушения, из-за чего эксперименты с данным кристаллом были закончены. Во избежание оптических разрушений в экспериментах с

кристаллом длиной 30 мм максимальная плотность мощности излучения была ограничена на уровне примерно 3 ГВт/см<sup>2</sup>.

Для кристалла длиной 30 мм в каждом эксперименте с коллимированным излучением (когда увеличивалась направленность излучения), вне зависимости от состояния поляризации, эффективность преобразования колебалась на определённом уровне во всём интервале плотности мощности излучения (см. Рисунок 5), тогда как при неколлимированном излучении эффективность преобразования имела явный максимум при  $I \approx 0.5$  ГВт/см<sup>2</sup> (см. Рисунок 6).

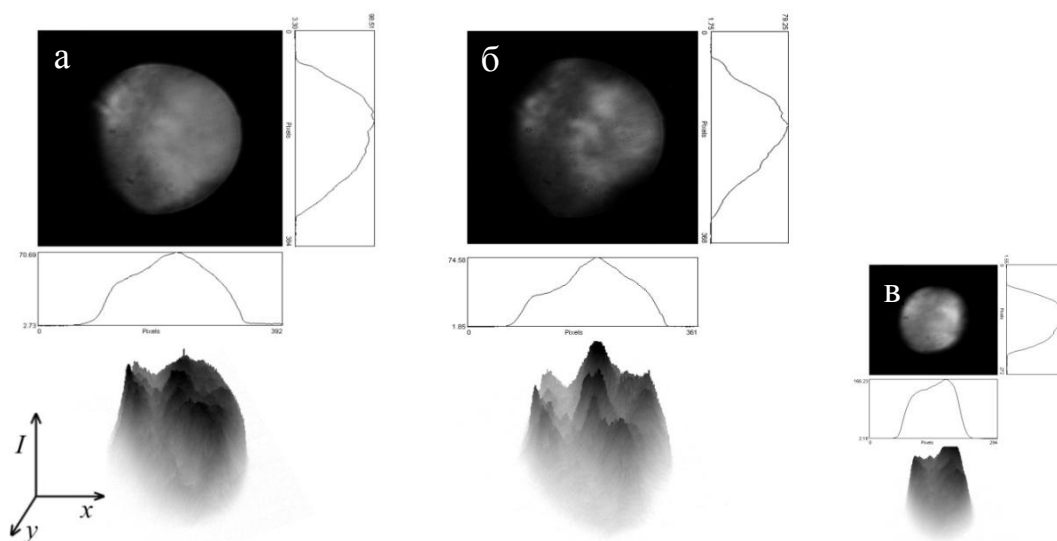


Рисунок 4. Фотографии ближней зоны основного излучения и профили интенсивности излучения для случаев, когда на выходе лазера отсутствует (а) или присутствует (б) система из последовательных поляризаторов, а также при коллимации излучения (в). На графиках по оси абсцисс отложены относительные величины в пикселях, сопоставляемые с пространственными размерами пучка, а по оси ординат – интенсивность излучения в относительных единицах – градации серого.

Сравнивая Рисунки 5 и 6 можно заметить разницу в поведении эффективности преобразования во вторую гармонику в зависимости от плотности мощности основного излучения при практически одинаковом значении расходимости излучения 1.2 мрад и 1.4 мрад, но разным числе поперечных мод – 100 и 1000, соответственно. То есть, число поперечных мод в генераторе было уменьшено с 1000 до 100, а расходимость излучения, путём телескопирования, была возвращена практически к прежнему значению. Проведённые исследования ширины спектра основного излучения показали, что она не изменяется при уменьшении числа поперечных мод в генераторе с 1000 до 100. Таким образом, исключается возможность влияния возможной частичной самосинхронизации продольных

мод в излучении на поведение эффективности преобразования. Тем самым, помимо числа поперечных мод в генераторе и расходимости излучения, мы изменили только пространственное распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, более – ничего. Исходя из вышеперечисленного, можно заключить, что разное поведение эффективности преобразования во вторую гармонику в зависимости от плотности мощности является следствием того, что коллимация излучения, приводящая к увеличению направленности излучения, позволяла значительно улучшить однородность распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, которая не нарушалась при повышении плотности мощности основного излучения.

Уменьшение расходимости основного излучения с 3.5 мрад до 0.5 мрад и числа поперечных мод в генераторе с 1000 до 100 привело к росту эффективности преобразования с 26 % до 52 % (см. Рисунки 5 и 6). Однако, несмотря на более низкую эффективность преобразования при высоких значениях числа поперечных мод в генераторе  $N$  и расходимости основного излучения  $\theta$ , итоговая максимальная энергия на частоте второй гармоники получается больше, чем при низких значениях  $N$  и  $\theta$ , из-за значительной разницы в энергии основного излучения на выходе усилительной системы лазера. Для деполяризованного излучения при  $N = 100$  и  $\theta = 0.5$  мрад (без коллимации излучения) максимальная плотность мощности, которую удалось достичь, составила всего  $0.8 \text{ ГВт/см}^2$ , тогда как при  $N = 1000$  и с коллимацией излучения можно достичь вплоть до  $10 \text{ ГВт/см}^2$ , при длительности импульса 2.5 нс. Использование магнитооптического затвора Фарадея и системы из последовательных высокопрочных плёночных поляризаторов с целью повышения степени поляризации излучения также приводит к сильному спаду энергии лазера.

Для случая линейно-поляризованного излучения приведён также график зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику от числа поперечных мод в генераторе (см. Рисунок 7). Значения эффективности преобразования для Рисунка 7 были взяты только из результатов, когда в схеме присутствовал коллиматор. Из рисунка видно, что при уменьшении числа мод с 1000 до 100 эффективность преобразования повышается с 22 % до 42 %, при этом выходная энергия лазера снижалась более чем в три раза.



Рисунок 5. Зависимость эффективности преобразования деполяризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\circ$  –  $\theta = 3.5$  мрад,  $N = 1000$  шт;  $\Delta$  –  $\theta = 1.2$  мрад,  $N = 100$  шт.

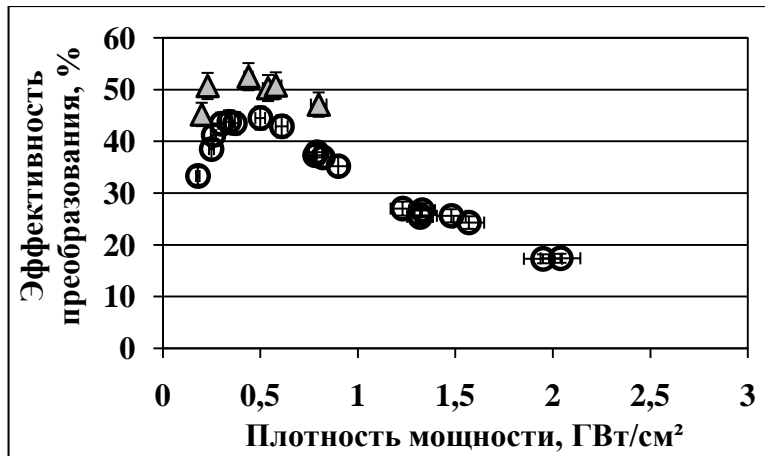


Рисунок 6. Зависимость эффективности преобразования деполяризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\circ$  –  $\theta = 1.4$  мрад,  $N = 1000$  шт;  $\Delta$  –  $\theta = 0.5$  мрад,  $N = 100$  шт.

В разделе 3.1 также представлены результаты угловых и спектральных исследований излучений на основной частоте и второй гармоники. Экспериментально изучены угловые зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику, которые собой представляли зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику от угла отстройки кристалла KDP длиной 30 мм относительно направления синхронизма при фиксированной плотности мощности излучения для каждого из применённых значений расходимости основного излучения. Важным является тот факт, что в нашем случае, когда излучение обладает большой угловой и спектральной шириной, угловая зависимость эффектив-

ности преобразования, на самом деле, будет формироваться и определяться одновременно свёрткой угловых и спектральных компонент, участвующих в процессе генерации второй гармоники.

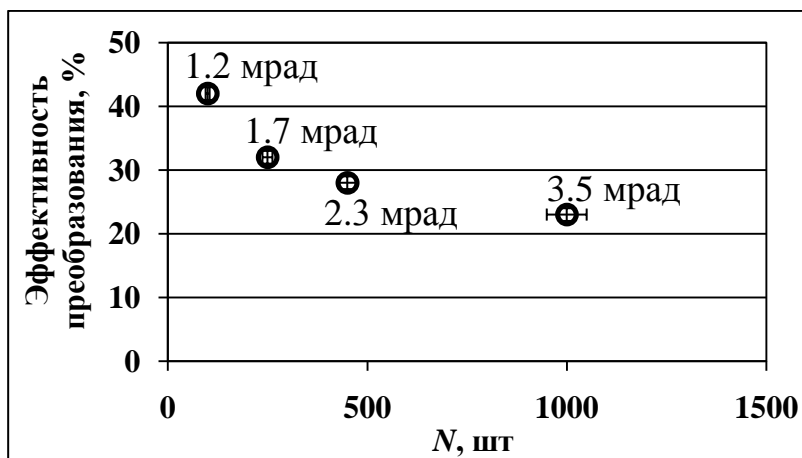


Рисунок 7. Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику линейно-поляризованного излучения от числа  $N$  поперечных мод излучения в задающем генераторе. Значения эффективности преобразования взяты для плотности мощности излучения  $I = 1 \text{ ГВт/см}^2$ . Для каждого числа поперечных мод приведено соответствующее значение расходимости излучения на основной частоте.

Изучение угловых зависимостей эффективности преобразования также представляло большой интерес, поскольку при высоких значениях плотности мощности излучения возможен уход распределения от классического вида, когда резко возрастают крыльевые части распределения, а их максимумы сдвигаются к центральной части [24], вследствие чего в целом и происходит уширение кривой синхронизма. Однако подобного поведения обнаружено не было, распределения были близки к классическому виду, что связано с наличием широкого спектра излучения, когда боковые максимумы для каждой частоты находятся на разном расстоянии от центрального максимума, вследствие чего происходит их перекрытие. Отметим, что поскольку в наших экспериментах излучение обладает большой угловой шириной (большая расходимость), то в процессе ГВГ присутствует и векторный синхронизм, что также сказывается на форме угловой зависимости эффективности преобразования.

Уменьшение значения расходимости основного излучения приводило к сужению зависимости эффективности преобразования от угла отстройки кристалла KDP длиной 30 мм относительно направления хода излучения. При значениях расходимости основного излучения  $\theta \geq 2$  мрад соответствующие ширины угловых распределений эффективности преобразования по полувысоте оказыва-

лись значительно уже величин самой расходимости. Однако при значениях  $\theta \leq 2$  мрад соответствующие ширины угловых распределений были практически равны значениям расходимости основного излучения. Подобное ограничение объясняется тем, что при больших значениях расходимости излучения для краевых частей углового спектра излучения не выполнялось условие векторного синхронизма. Ширины угловых распределений эффективности преобразования по поперечности значительно превышали значение угловой ширины синхронизма для кристалла длиной 30 мм, которое составляет всего 0.4 мрад.

Спектральные исследования показали, что при увеличении числа поперечных мод в генераторе с  $N = 100$  до  $N = 250$ , ширины спектров основного излучения и второй гармоники не изменялись, причём ширина спектра второй гармоники была вдвое уже ширины спектра основной частоты и составляла  $13 \text{ \AA}$  ( $13.8 \times 10^{11}$  Гц). Данное обстоятельство говорит о том, что для всей ширины спектра основного излучения выполняется условие спектрального синхронизма [25, 26]. Ширина спектра основного излучения  $26 \text{ \AA}$  ( $7 \times 10^{11}$  Гц) при  $N = 1000$  была аналогичной, что и при  $N = 100$  и  $N = 250$ . Важно отметить, что при представлении ширины спектров в герцах получается, что спектр второй гармоники не сузился, а уширился в два раза, по сравнению со спектром основной частоты. С теоретической точки зрения определение ширин спектров второй гармоники и основной частоты на выходе из кристалла является нетривиальной задачей, в которой должны учитываться как дисперсионная зависимость характеристик нелинейного кристалла и генерация также суммарных частот широкополосного излучения, так и возможная частичная самосинхронизация продольных мод [16, 26, 27].

В конце **Раздела 3.1** приведены теоретические расчёты эффективности преобразования в рамках приближения нелинейного режима генерации, которое учитывает высокий уровень плотности мощности и большую расходимость основного излучения [16, 23]. Теоретические расчёты показали, что приближение нелинейного режима генерации применимо для сравнения с экспериментальными результатами в первом приближении, однако в нём не учитываются широкий спектр излучения и ряд факторов, ограничивающих эффективность преобразования. В дальнейшем необходимо решать точную, нелинейную задачу по ГВГ, относящуюся к нашему случаю, с учётом всех особенностей используемого излучения.

В **разделе 3.2** изложены основные **Выводы** к **Главе 3**.

#### **Глава 4. Интерференционные свойства излучения второй гармоники**

В **Главе 4** приведены результаты исследований интерференционных свойств излучения полученной второй гармоники при реализации взаимодействия *оee*. Представлены результаты влияния как отдельно пространственной и временной когерентности, так и их совокупное влияние на контрастность и качество получаемой интерференционной картины на частоте второй гармоники.

Проведённый эксперимент по реализации интерференции на частоте второй гармоники в системе из двух клиновидных оптических пластин, с переменным воздушным зазором, показал, что получаемая таким образом интерференционная картина имеет хорошую чёткость и достаточную контрастность для применения подобного излучения в оптических методах диагностики лазерной плазмы (см. Рисунок 9). Рассчитанная из интерференционной картины видность составила значение  $\gamma = 0.33$ .

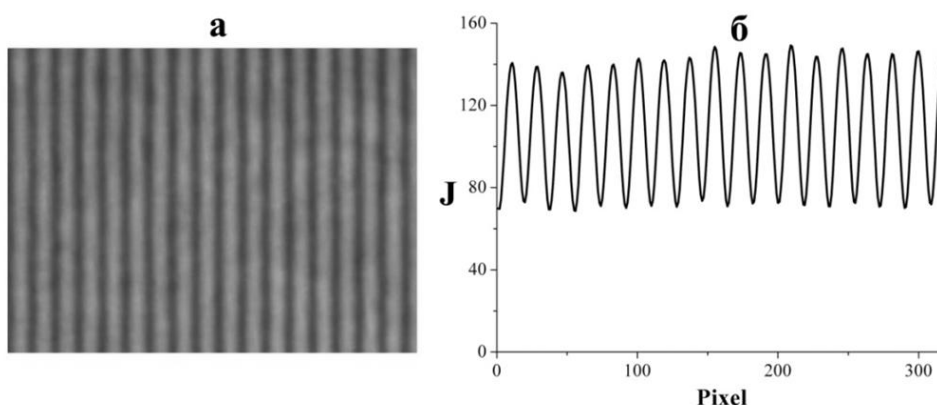


Рисунок 9. (а) – фотография интерференционной картины излучения второй гармоники, соответствующая начальному отрезку локализации с низким порядком интерференции, где воздушный зазор практически был равен нулю; (б) – пропись интерференционной картины: по оси  $x$  отложена пространственная координата фотографии в пикселях, по оси  $y$  – соответствующее каждому пикселю значение интенсивности излучения в относительных единицах (градации серого цвета). На графиках 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 **Заключении** перечислены основные результаты диссертационной работы и соответствующие им выводы:

1. Продемонстрировано, что излучение с управляемой когерентностью (большой угловой и спектральной шириной) эффективно преобразуется во вторую гармонику. Для излучения с большим числом поперечных мод ( $N \approx 100 \div 1000$ ) и широким спектром ( $26 \text{ \AA}$  или  $42 \text{ \AA}$ ) в кристаллах KDP была получена эффективность преобразования в диапазоне  $20 \% \div 50 \%$ , при значениях расходимости излучения  $0.5 \div 5$  мрад и плотности мощности до  $3 \text{ ГВт/см}^2$ . Отметим, что исходя из литературы данный уровень эффективности преобразования является высоким, учитывая большую расходимость и другие неоптимальные параметры излучения [16, 17, 23].

2. Установлено, что основным фактором, ограничивающим эффективность преобразования во вторую гармонику излучения с управляемой когерентностью, является большая расходимость преобразуемого излучения, которая в несколько раз превышает угловую ширину синхронизма. Увеличение степени деполяризации линейно-поляризованного излучения с управляемой когерентностью приводит к значительному ограничению эффективности его преобразования во вторую гармонику при реализации взаимодействия *oee*, тогда как при взаимодействии *ooe* эффективность преобразования почти не изменяется. Чуть более низкие значения эффективности преобразования при реализации взаимодействия *oee*, можно объяснить тем, что эффективность преобразования для взаимодействия *oee* более критична к ширине спектра излучения лазера. Для широкого спектра излучения высокая эффективность преобразования может быть достигнута при использовании взаимодействия *ooe*, что объясняется значительно меньшей дисперсией направления синхронизма, чем для взаимодействия *oee* [28].

3. Показано, что увеличение направленности излучения (путём телескопирования) приводит к улучшению однородности пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, вследствие чего появляется практически постоянная зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику во всём интервале плотности мощности излучения, вне зависимости от значений расходимости основного излучения. Тогда как для случая, когда однородность пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка нарушается с увеличением плотности мощности основного излучения, эффективность преобразования во вторую гармонику имеет явный максимум при значении плотности мощности излучения



примерно  $0.5 \text{ ГВт/см}^2$ , при любом исследованном значении расходимости основного излучения.

4. Выявлено, что уменьшение числа поперечных мод в генераторе и ширины спектра излучения, а также отсечение деполаризованной компоненты излучения приводит к значительному спаду (почти на порядок) выходной энергии лазера, тогда как эффективность преобразования при этом увеличивается максимум в два, три раза. Таким образом, получается, что при реализации в кристаллах KDP как взаимодействия  $oee$ , так и  $ooe$ , максимальная энергия (но не эффективность преобразования) на частоте второй гармоники достигается при преобразовании деполаризованного излучения с наибольшим числом поперечных мод и широким спектром и одновременным увеличением направленности излучения путём телескопирования.

5. Продемонстрировано, что применение двухкристальной схемы ГВГ с 15- и 40-миллиметровыми последовательно расположенными и повёрнутыми относительно друг друга на  $45^\circ$  кристаллами позволило достигнуть значения эффективности преобразования в 35 %, что превышает значения эффективности преобразования отдельно в кристаллах длиной 40 мм и 15 мм примерно на 10 % и 20 %, соответственно. Расчёты ожидаемой общей эффективности преобразования для двухкристальной схемы ГВГ (согласно [29]) находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами. В наших экспериментах с двумя последовательно расположенными кристаллами при реализации взаимодействия  $oee$  использовалась классическая схема, тогда как при больших значениях расходимости излучения более оптимальной является схема компенсации сноса (walk-off compensation) [16, 23, 30]. Правда стоит также отметить, что даже для самого длинного из применённых кристаллов (40 мм), расхождение пучков основной частоты и второй гармоники на выходе из кристалла из-за сноса составляет всего 1 мм, что исключает выпадание части пучка из апертуры кристалла.

6. Обнаружено, что при реализации взаимодействия  $oee$  в кристалле длиной 40 мм угловое распределение второй гармоники является непрерывным с шириной  $\approx 4$  мрад, а при длине кристалла 19 мм угловое распределение состоит из основного пика (ширина  $\approx 1$  мрад) и двух боковых (с ширинами  $\approx 0.5$  мрад), но с меньшей интенсивностью.

7. Регистрация зависимости эффективности преобразования от угла отстройки кристалла длиной 30 мм относительно направления синхронизма показала, что её ширина совпадает с соответствующим значением расходимости излучения  $\theta$  при  $\theta < 2$  мрад. При  $\theta > 2$  мрад, ширина угловой зависимости по высоте оказывается меньше соответствующего значения расходимости излучения, что связано с падением вкладов векторного синхронизма угловых компо-

нент лазерного излучения. При этом классическое значение угловой ширины синхронизма для кристалла длиной 30 мм составляет 0.4 мрад.

8. Теоретические расчёты показали, что приближение нелинейного режима генерации применимо для сравнения с экспериментальными результатами, однако в нём не учитываются широкий спектр излучения и ряд факторов, ограничивающих эффективность преобразования. В дальнейшем необходимо решать точную, нелинейную задачу по ГВГ, относящуюся к нашему случаю, с учётом всех особенностей используемого излучения.

9. Экспериментально установлено, что при преобразовании излучения с управляемой когерентностью в кристалле KDP, полученное излучение второй гармоники обладает достаточными когерентными свойствами для его корректного применения в оптических методах диагностики лазерной плазмы.

Наиболее общим итогом всей работы является вывод, что полученный уровень эффективности преобразования во вторую гармонику позволяет проводить полноценные эксперименты по взаимодействию наносекундного лазерного излучения с управляемой когерентностью с различными веществами и на частоте второй гармоники при тех же уровнях плотности мощности, что и при аналогичных экспериментах на основной частоте.

## Список публикаций по теме диссертации

### Статьи:

1. Б.Л. Васин, М.В. Осипов, В.Н. Пузырёв, А.Т. Саакян, А.Н. Стародуб. Преобразование во вторую гармонику излучения лазера на неодимовом стекле с управляемой пространственной когерентностью.// Краткие сообщения по физике. ФИАН. – 2011. – Н. 11. – СС. 3-12.
2. V.G. Dmitriev, M.V. Osipov, V.N. Puzyrev, A.T. Sahakyan, A.N. Starodub, B.L. Vasin. Nonlinear optical conversion of Nd:glass laser multimode radiation into the second harmonic in KDP crystal.// Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. – 2012. – V. 45. – N. 16. – P. 5401.
3. Б.Л. Васин, Ю.В. Коробкин, Осипов, В.Н. Пузырёв, А.Т. Саакян, А.Н. Стародуб, С.И. Федотов. Преобразование во вторую гармонику излучения лазера на неодимовом стекле с управляемой пространственной когерентностью.// Краткие сообщения по физике. ФИАН. – 2013. – Н. 7. – СС. 50-57.

Доклады на конференциях:

1. S.I. Fedotov, Yu.V. Korobkin, M.V. Osipov, V.N. Puzyrev, A.T. Sahakyan, A.N. Starodub, V.B. Studenov, B.L. Vasin. Nonlinear Conversion of Laser Radiation with Controllable Coherence into Second Harmonic.// XXIX European Conference on Laser Interaction with Matter, Madrid, 11-16 June 2006. Book of Abstracts, p. 274.
2. S.I. Fedotov, Yu.V. Korobkin, M.V. Osipov, V.N. Puzyrev, A.T. Sahakyan, A.N. Starodub, V.B. Studenov, B.L. Vasin. Nonlinear transformation of laser radiation with controllable coherence, International Conference on High Power Laser Beams.// Nizhny Novgorod, 3-8 July 2006. Summaries, p. 105.
3. Б.Л. Васин, Ю.В. Коробкин, М.В. Осипов, В.Н. Пузырёв, А.Т. Саакян, А.Н. Стародуб, В.Б. Студенов, С.И. Федотов. Преобразование частично когерентного излучения наносекундных импульсов неодимового лазера во вторую гармонику.// Вторая международная молодежная школа «Современные проблемы лазерной физики», Московская область, 10-13 октября 2006г. Программа и тезисы докладов, стр. 23. – М.: МЛЦ МГУ, 2006.
4. A.N. Starodub, S.I. Fedotov, A.A. Kozhevnikova, B.V. Kruglov, S.V. Mal'kova, M.V. Osipov, V.N. Puzyrev, A.T. Sahakyan, B.L. Vasin, O.F. Yakushev. Interaction of Partially Coherent Laser Radiation with Matter.// 6th Asia-Pacific Conference "Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics", Harbin, 12-14 September 2006. Proc. of SPIE, vol. 6595, 65950A-8.
5. A.N. Starodub, S.I. Fedotov, A.A. Kozhevnikova, B.V. Kruglov, S.V. Mal'kova, M.V. Osipov, V.N. Puzyrev, A.T. Sahakyan, B.L. Vasin, O.F. Yakushev. Studies of interaction of partially coherent laser radiation with plasma.// 3rd International Conference on the Frontiers of Plasma Physics and Technology, Bangkok, 5-9 March 2007. Proceedings of the 3rd International Conference on the Frontiers of Plasma Physics and Technology (PC/5099), S4-1.
6. M.V. Osipov, V.N. Puzyrev, A.T. Sahakyan, A.N. Starodub, B.L. Vasin. Efficiency of second harmonic generation in the Nd-glass laser under a large number of transverse modes.// XXX European Conference on Laser Interaction with Matter, Darmstadt, (31.08-05.09) 2008. Book of Abstracts, p. 65.
7. A.A. Fronya, M.V. Osipov, V.N. Puzyrev, A.T. Sahakyan, A.N. Starodub, B.L. Vasin, O.F. Yakushev. Nonlinear conversion of Nd:glass laser radiation into harmonics and their interaction with plasma.// 4th Interna-

- tional Conference on the Frontiers of Plasma Physics and Technology, 5-10 April 2009, Kathmandu, Nepal. Book of Abstracts, p. 79.
8. V.G. Dmitriev, M.V. Osipov, V.N. Puzyrev, A.T. Sahakyan, A.N. Starodub, B.L. Vasin. Conversion of Nd:glass laser multimode radiation into the second harmonic.// XXXI European Conference on Laser Interaction with Matter, 6-10 September 2010, Budapest, Hungary. Book of Abstracts, p. 119.
  9. V.G. Dmitriev, M.V. Osipov, V.N. Puzyrev, A.T. Sahakyan, A.N. Starodub, B.L. Vasin. Nonlinear conversion of low coherent laser radiation in KDP crystal.// Asia-pacific conference on fundamental problems of opto- and microelectronics (APCOM 2011), 4-8 July 2011, Moscow, Russia. Book of abstract, Report MOSP7.

### **Список цитированной в автореферате литературы**

1. Neely D., Allott R.M., Clarke R.J., Collier J.L., Danson C.N., Edwards C.B., Hernandez-Gomez C., Hutchinson M.H.R., Notley M., Pepler D.A., Rander-son M., Ross I.N., Springall J., Stubbs M., Winstone T. and Dangor A.E. Frequency doubling multi-terawatt sub-picosecond pulses for plasma interac-tions.// Laser and Particle Beams. – 2000. – V. 18. – P. 405-409.
2. Aoyama M., Harimoto T., Ma J., Akahane Y. and Yamakawa K. Second -harmonic generation of ultra-high intensity femtosecond pulses with a KDP crystal.// Opt. Express. – 2001. – V. 9. – P. 579-585.
3. Depierreux S., Labaune C., Michel D.T., Tikhonchuk V.T., Tassin V., Stenz C., Borisenko N.G., Nazarov W., Grech M., Hüller S., Limpouch J., Loiseau P., Nicolaï P., Pesme D., Rozmus W., Meyer C., Di-Nicola P., Wrobel R., Aloyz E., Romary P., Thiell G., Soullié G., Reverdin C., Villette B., Rabec-le-Gloahec M. and Godinho C. Optimization of some laser and target fea-tures for laser-plasma interaction in the context of fusion.// Journal of Phys-ics: Conference Series. – 2008. – V. 112. – P. 1-4.
4. Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. Лазер-ная плазма.// М.: МИФИ. – 2003.
5. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный синтез.// М.: Атомиздат. – 1977.
6. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером.// Итоги науки и техники, сер. Радиотехника, Том 26. М.: ВИНТИ. – 1982.
7. Mead W.C., Campbell E.M., Estabrook K.G., Turner R.E., Kruer W.L., Lee P.H.Y., Pruett B., Rupert V.C., Tirsell K.G., Stradling G.L., Ze F., Max C.E.,

- Rosen M.D. and Lasinski B.F. Laser irradiation of disk targets at 0.53  $\mu\text{m}$  wavelength.// *Phys. Fluids*. – 1983. – V. 26. – P. 2316.
8. Басов Н.Г., Зарицкий А.Р., Захаров С.Д. и др. Получение мощных световых импульсов на длинах волн 1,06 и 0,53 мкм и их применение для нагрева плазмы.// *Квантовая Электроника*. – 1972. – Н. 6 (12). – С. 50.
  9. Peng H.S., Huang X.J., Zhu Q.H. and oth. SILEX-I:300-TW Ti:Sapphire Laser.// *Laser Physics*. – 2006. – V. 16. – P. 244.
  10. Рябцев Г.И., Богданович М.В., Енжиевский А.И., Тепляшин Л.Л., Рябцев А.Г., Щемелев М.А., Пожидаев А.В., Кондратюк Н.В. Титан-Сапфировый лазер, накачиваемый излучением второй гармоники неодимового лазера с продольной диодной накачкой.// *Оптический журнал*. – 2009. – Т. 76. – С. 13.
  11. Хазанов Е.А. Новая схема мощного фемтосекундного лазера на длине волны 800 нм.// *Квантовая Электроника*. – 2005. – Т. 35. – С. 230-232.
  12. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н. и др. *Радиотехника*. Т. 17.// М.: ВИНТИ. – 1978.
  13. Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский М.Е., Кравченко В.Б., Рудницкий Ю.П.// *Лазерные фосфатные стёкла*. М.: Наука. – 1980.
  14. Азин В.А., Ванюков М.П., Исаенко В.И., Серебряков В.А., Шорохов О.А. ОКГ на неодимовом стекле с плавным смещением спектральной полосы излучения.// *Опт.-Мех. Пром.* – 1966. – Н. 8. – С. 1.
  15. Fedotov S.I., Feoktistov L.P., Osipov M.V. and Starodub A.N. Laser for ICF with a controllable function of mutual coherence of radiation.// *J. Russian Laser Research*. – 2004. – V. 25. – P. 79.
  16. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика*.// М.: Физматлит. – 2004.
  17. Волосов В.Д., Дедушкевич В.В., Крылов В.Н., Толстошев А.В. Оптимизация процесса генерации второй гармоники излучения многомодового лазера на неодимовом стекле.// *Изв. АН СССР Сер. Физ.* – 1979. – Т. 48. – С. 1643.
  18. Ashkin A., Boyd G.D. and Dziedzic J.M. Observation of continuous optical harmonic generation with gas masers.// *Phys. Rev. Letts*. – 1963. – V. 11. – P. 14-17.
  19. Копылов С.М. ГВГ многомодового лазерного излучения с амплитудной и произвольной модуляциями поля в поперечном сечении.// *Квантовая Электроника*. – 2002. – Т. 32. – С. 223-224.
  20. Courtial J., Dholakia K., Allen L. and Padgett M.J. Second-harmonic generation and the conservation of orbital angular momentum with high-order Laguerre-Gaussian modes.// *Phys. Rev. A*. – 1997. – V. 56. – N. 5. – P. 4193.

21. Huang Y.J., Chiang P.Y., Liang H.C., Su K.W. and Chen Y.F. High-power Q-switched laser with high-order Laguerre-Gaussian modes: application for extra-cavity harmonic generations.// *Appl. Phys. B.* – 2011. – V. 105. – P. 385.
22. Driscoll T A, Hoffman H J, Stone R E. and Perkins P.E. Efficient second-harmonic generation in KTP crystals.// *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1986. – V. 3. – P. 683.
23. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G. and Nikogosyan D.N. Handbook of nonlinear optical crystals: 3-rd revised edition.// NY.:Springer. – 1999.
24. Гук Д.А., Дмитриев В.Г. Некоторые особенности ГВГ при сильном энергообмене взаимодействующих волн.// *Квантовая Электроника.* – 1991. – Т. 18. – С. 106.
25. Hagen W.F., Magnante P.G. Efficient second-harmonic generation with diffraction-limited and high-spectral-radiance Nd-glass lasers.// *J. Appl. Phys.* – 1969. – V. 40. – P. 219.
26. Марушко И.А., Машкевич В.С. Метод кинетических уравнений в теории генерации второй оптической гармоники.// *Оптика и спектр.* – 1966. – Т. 20. – С. 117.
27. Гречин С.Г., Гречин С.С. Фазовый синхронизм и не критичные по частоте взаимодействия при преобразовании частоты импульсов фемтосекундной длительности.// *Квантовая Электроника.* – 2006. – Т. 36. – С. 45.
28. Волосов В.Д., Малинин Б.Г., Панков В.Г. Исследование эффективности генерации второй гармоники при двух типах взаимодействия и оптимизация параметров лазерного излучения.// *Квантовая Электроника.* – 1982. – Т. 9. – Н. 1. – С. 5.
29. Eimerl D. Quadrature frequency conversion.// *IEEE J. Quant. El.* – 1987. – V. QE-23. – P. 1361.
30. Гречин С.Г. Интегральный критерий выбора нелинейных кристаллов для преобразования частоты.// *Квантовая Электроника.* – 2009. – Т. 39. – С. 171.