

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ**



*имени
П.Н. Лебедева*

Ф И А Н

ПРЕПРИНТ

25

Б.Л. ВАСИН, Ю.В. КОРОБКИН,
М.В. ОСИПОВ, В.Н. ПУЗЫРЁВ,
А.Т. СААКЯН, А.Н. СТАРОДУБ,
В.Б. СТУДЁНОВ, С.И. ФЕДОТОВ

**ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТИЧНО
КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ
НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА
ВО ВТОРУЮ ГАРМОНИКУ**

МОСКВА 2006

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА ВО ВТОРУЮ ГАРМОНИКУ

Б.Л. Васин, Ю.В. Коробкин, М.В. Осипов, В.Н. Пузырёв,

А.Т. Саакян, А.Н. Стародуб, В.Б. Студёнов, С.И. Федотов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

Аннотация

Экспериментально исследована эффективность преобразования излучения мощного неодимового лазера с управляемой степенью когерентности лазерного пучка во вторую гармонику в зависимости от типа нелинейного кристалла, его длины, степени поляризации излучения, а также степени временной и пространственной когерентности излучения в диапазоне лазерных нагрузок 0.5 – 10 ГВт/см². Показано, что коэффициент преобразования частично когерентного излучения во вторую гармонику может превышать значение 30 %.

Текст доклада, представленного на XXIX Европейскую конференцию по взаимодействию лазерного излучения с веществом (ECLIM 2006), 11–16 июня 2006, Мадрид.

Введение

Изучение физики процессов преобразования наносекундных лазерных импульсов в высшие гармоники, и, в частности, во вторую гармонику, является одной из важных задач квантовой электроники. Исследования, проводившиеся в этой области (см., например, [1-3, 5, 10, 14-16]), затрагивали различные аспекты таких направлений как нелинейная оптика, когерентная оптика, физика мощных лазеров, лазерный термоядерный синтез. Как правило, исследователей интересует эффективность нелинейного преобразования частоты в мощных полях монохроматического излучения, закономерности формирования пространственного распределения и угловой расходимости гармоник, достижение максимальных коэффициентов преобразования во вторую, третью и более высокие гармоники при конкретных параметрах лазерного импульса.

Для достижения высоких коэффициентов преобразования, необходимо, чтобы все излучение, падающее на нелинейный кристалл, преобразовывалось бы максимально эффективно, несмотря на все вариации его интенсивности, амплитуды, фазы и т.д. При этом чрезвычайно важным фактором являются пространственная и временная формы распределения интенсивности падающего излучения. Оптимальной формой импульса для генерации гармоники является П-образное распределение интенсивности в пространстве и времени. Так, наибольшие коэффициенты преобразования излучения неодимового лазера во вторую гармонику – до 90 % - были достигнуты в специальных экспериментах с применением высококогерентного излучения одномодовых лазеров с предельно

достижимой угловой расходимостью и супергауссовым профилем распределения интенсивности по сечению пучка (см., например, [4, 6, 11-13]). В крупномасштабных лазерных установках УТС с энергией излучения в пучке сотни и тысячи джоулей реально достигнутое значение коэффициента преобразования не превышает $50 \div 60\%$ [17]. В Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН предложен новый подход [7-9] к созданию лазера-драйвера на базе лазера с контролируемой когерентностью излучения.

Лазеры с частичнокогерентным излучением обладают согласно [18] рядом преимуществ по сравнению с традиционно используемыми лазерами. Возможность управления распределением интенсивности и подавления когерентных возмущений в фокусе лазера простым изменением когерентности стартового импульса значительно упрощает решение задачи достижения высокооднородного распределения интенсивности по сечению пучка. Другим преимуществом лазеров такого типа является возможность подавления мелкомасштабной самофокусировки в усилительной системе без применения пространственной фильтрации и других методов коррекции (адаптивная оптика, фазовые пластины и т.п.), что значительно упрощает оптическую схему лазера, приводит к снижению потерь, и, в конечном итоге, повышает эффективность усилительной системы.

Уменьшение степени когерентности излучения, приводящее к увеличению угла расходимости излучения (в нашем случае до величины $\geq 10^{-3}$ рад.), а также к расширению его спектрального состава, казалось бы, делает невозможным

высокоэффективное преобразование излучения во вторую гармонику. Действительно, согласно [13] пространственная и временная модуляция лазерного излучения при взаимодействии в нелинейной среде приводит к ограничению эффективности взаимодействия. Однако, хотя частичнокогерентное излучение принципиально является быстро и сильно меняющимся во времени и по пространству, в реальности именно эти быстрые изменения приводят к формированию параллельного пучка частично когерентного излучения, что согласно приближению сильного взаимодействия является необходимым условием эффективного преобразования во вторую гармонику [13]. Поэтому, именно возможность формирования гладкого П-образного профиля распределения интенсивности в ближней и дальней зонах поля частичнокогерентного излучения и возможность повышения лазерной нагрузки на нелинейный кристалл в отсутствие самофокусировки пучка, создают благоприятные условия для преобразования энергии лазерных импульсов частично когерентного излучения в высшие гармоники.

Целью экспериментальных исследований данной работы было изучение эффективности преобразования излучения мощного неодимового лазера с управляемой степенью когерентности лазерного пучка в зависимости от типа кристалла, его длины, степени поляризации излучения, а также степени временной и пространственной когерентности в диапазоне лазерных нагрузок $0.5 - 10 \text{ ГВт / см}^2$.

Экспериментальная установка

Для исследования эффективности преобразования излучения лазера с управляемой когерентностью во вторую гармонику с помощью нелинейных кристаллов использовалась установка, схема которой приведена на Рис.1.

В качестве источника частично-когерентного излучения был выбран мощный лазер «Канал-2» [8] со следующими параметрами лазерного импульса:

- длительность импульса $\tau_{\text{и}} - 2.5 \text{ нс}$
- энергия импульса $E_{\text{л}} - (50 - 100) \text{ Дж}$
- сечение пучка на выходе – 15 см^2
- плотность мощности излучения $q - (1.3 - 2.6) \text{ ГВт /см}^2$
- степень пространственной когерентности $\gamma_{12} \sim 0.05 - 0.015$
- степень временной когерентности $\gamma_{\tau} \sim 10^{-4}$
- контрастность излучения импульса $K_{\text{И}} > 10^6$
- ширина линии генерации $\delta\lambda - 35 \text{ \AA}$
- степень поляризации излучения $P \sim 0.5$
- неравномерность амплитуды интенсивности по апертуре пучка $< 25 \%$
- неравномерность амплитуды интенсивности по углам $< 15 \%$
- амплитуда мелкомасштабных возмущений не превышает 1% .

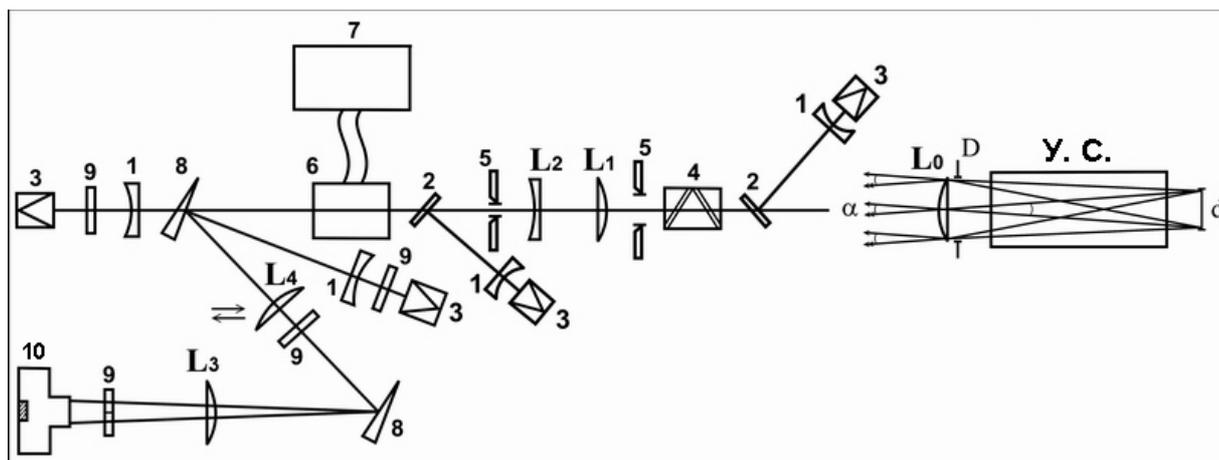


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

d – формирующая диафрагма; У.С. – усилительная система; D – апертурная диафрагма; L_0, L_1, L_3, L_4 – положительные линзы; $L_2, 1$ – отрицательные линзы; 2 – плоскопараллельная пластинка, 3 – калориметр, 4 – система из поляризаторов, 5 – диафрагма, 6 – исследуемый кристалл, 7 – термостат, 8 – оптический клин, 9 – светофильтр, 10 – цифровой фотоаппарат.

Для повышения лазерной нагрузки на исследуемый кристалл и для увеличения диапазона изменения степени пространственной когерентности γ_{12} в оптический тракт транспортировки лазерного импульса был введен коллиматор излучения, построенный на линзах L_1 и L_2 , и обеспечивающий компрессию апертуры пучка на величину f_1/f_2 , где f_1 – фокусное расстояние положительной входной линзы L_1 , f_2 – фокусное расстояние отрицательной линзы L_2 . Использовался ряд фиксированных значений f_2 в диапазоне $400 \div 800$ мм, при неизменной величине фокусного расстояния линзы L_1 , равной 1000 мм. Это

обеспечило уменьшение степени пространственной когерентности в $1,25 \div 3,3$ раза и увеличение плотности мощности на входе в кристалл в $1,5 \div 6,25$ раз. Изменение пространственной когерентности исходного пучка осуществлялось варьированием размера диафрагмы d по закону $\gamma_{12} = \lambda \times f_{L0} / 2d \times D$ (см. Рис.1).

Для изучения влияния степени поляризации на эффективность преобразования в схеме была предусмотрена возможность введения в тракт пучка системы из высокопрочных плёночных поляризаторов, обеспечивающей степень поляризации $P \geq 0.99$.

Измерения эффективности преобразования частично-когерентного излучения Nd-лазера во вторую гармонику осуществлялось калориметрическим способом. В экспериментах измерялась энергия лазерного импульса на выходе лазера, энергия падающего на кристалл излучения, энергия импульса второй гармоники и энергия излучения на основной частоте, прошедшего через кристалл без преобразования. Такое расположение калориметрических датчиков позволяло контролировать баланс энергии в системе преобразования, что повышало точность измерения эффективности преобразования. В качестве приёмников излучения использовались широкополосные калориметры 3 типа КДС [18], с апертурой приёмного элемента $\varnothing 60$ мм. Согласование апертур осуществлялось с помощью отрицательных линз 1. Нужный спектральный диапазон выделялся калиброванными светофильтрами 9. Точность измерения

абсолютных значений энергий не превышала 7 %, при относительной точности ~ 1 % в широком диапазоне измеряемых величин.

Измерение углового спектра излучения на основной частоте и частоте второй гармоники осуществлялось посредством регистрации распределения излучения в фокусе линзы L_3 с фокусным расстоянием $f_3 = 10^3$ мм. Изображение источника раздваивалось с помощью клина δ , а выделение нужного спектрального диапазона осуществлялось калиброванными интерференционными светофильтрами, полоса пропускания которых не превышала 200 Å. Распределение интенсивности излучения на выходе кристалла регистрировалось с помощью положительной линзы L_4 с фокусным расстоянием $f_4 = 2.5$ м, которая была введена таким образом, что ее передняя фокальная плоскость совпадала с плоскостью выходного торца кристалла. При этом в фокусе линзы L_3 формировалось уменьшенное в отношении фокусов f_{L3} / f_{L4} раз изображение выходного торца кристалла.

С целью изучения влияния временной когерентности на эффективность генерации второй гармоники была осуществлена реконструкция задающего генератора установки «Канал-2». Для селекции спектрального состава излучения формируемого импульса в резонатор были введены два монохроматора Вуда. Один из них базируется на кварцевой пластинке с областью дисперсии ~ 60 Å, а второй - на пластинке из исландского шпата с областью дисперсии ~ 30 Å. Это позволило сформировать лазерный импульс с различной шириной линии генерации $\delta\lambda$: ~ 30 Å, ~ 10 Å, ~ 3 Å, что при

фиксированной длительности лазерного импульса, формируемого вырезающим электрооптическим затвором Керра, соответствует степени временной когерентности $\gamma_\tau \sim 5 \cdot 10^{-4}$, $1,5 \cdot 10^{-4}$, $5 \cdot 10^{-3}$. Характерные спектры излучения лазера приведены на Рис.2 а, 2 б, а форма импульса на выходе лазера - на Рис. 3.

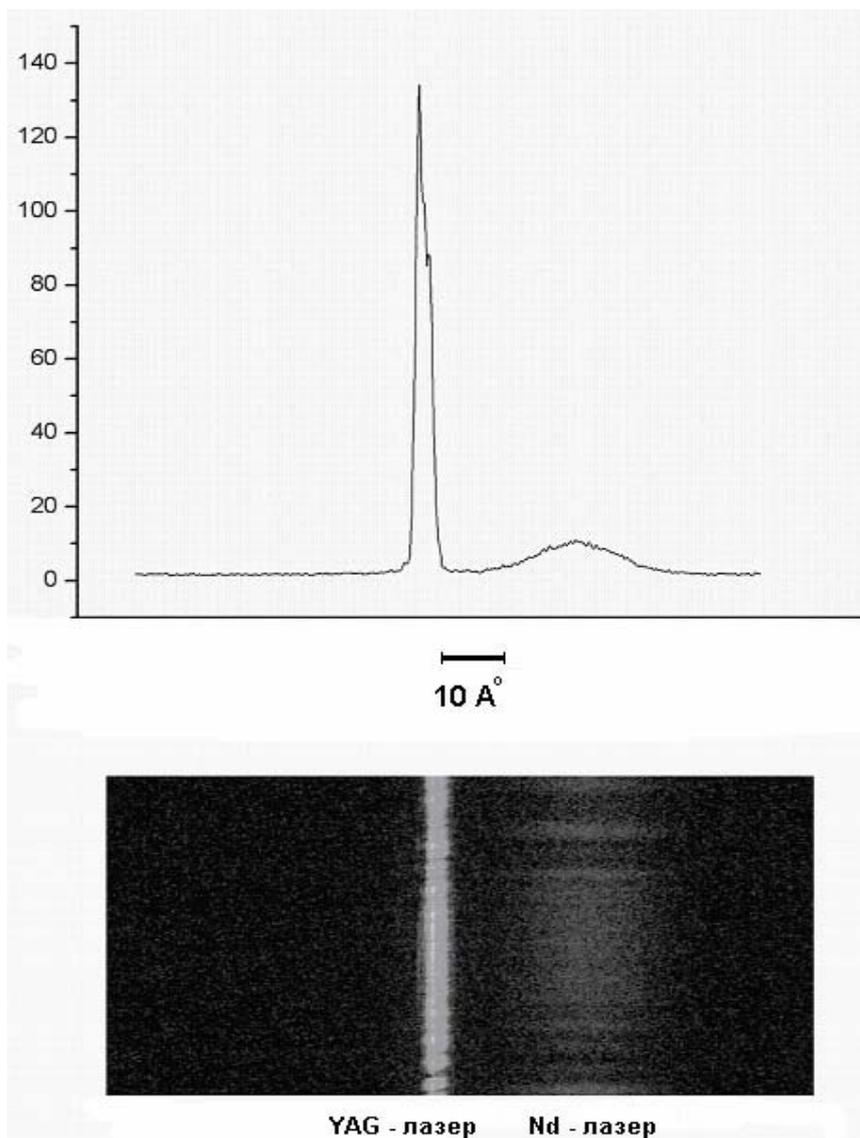


Рис. 2а. Естественный спектр излучения генератора.

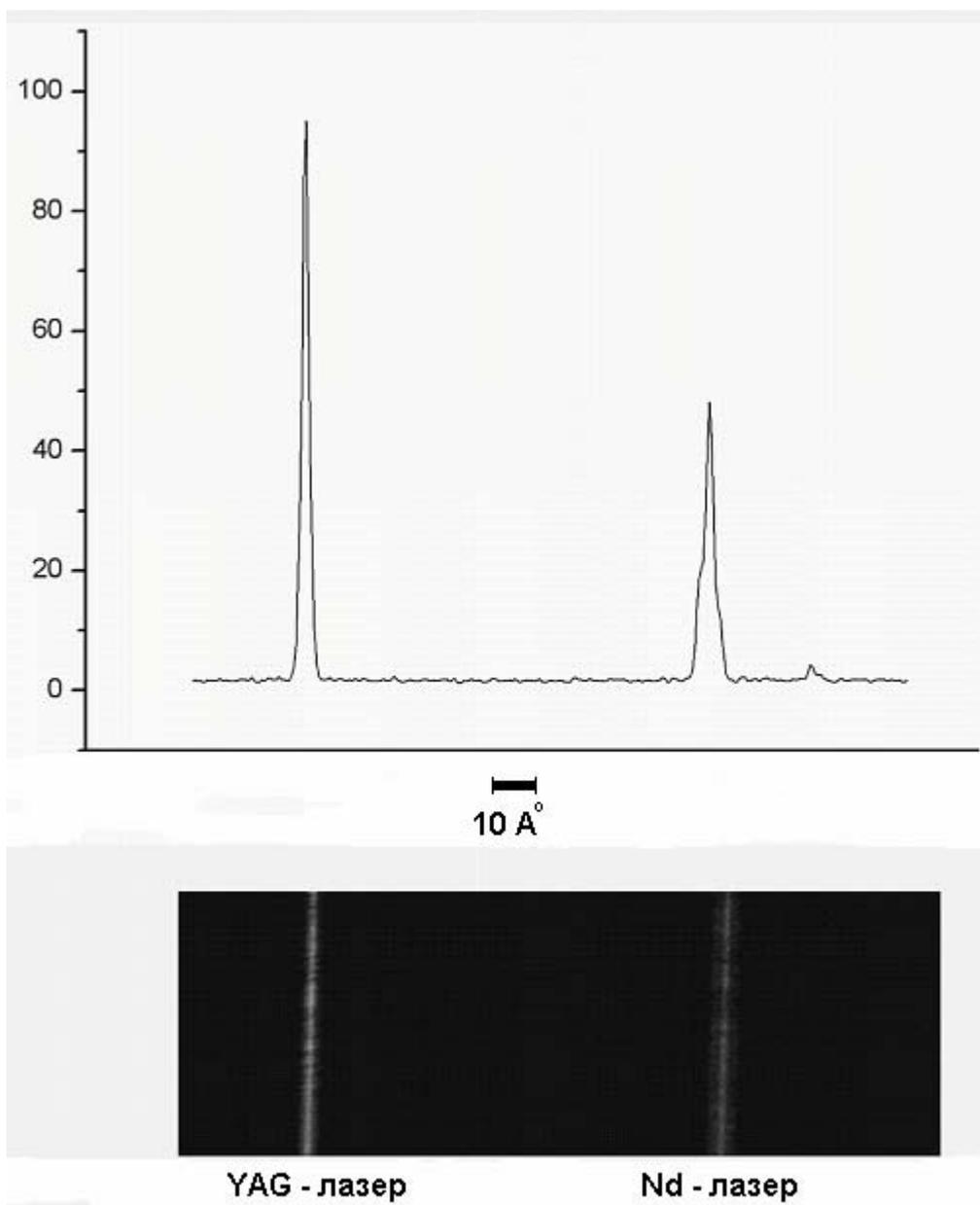


Рис. 26. Спектр излучения генератора при использовании двух монохроматоров Вуда.

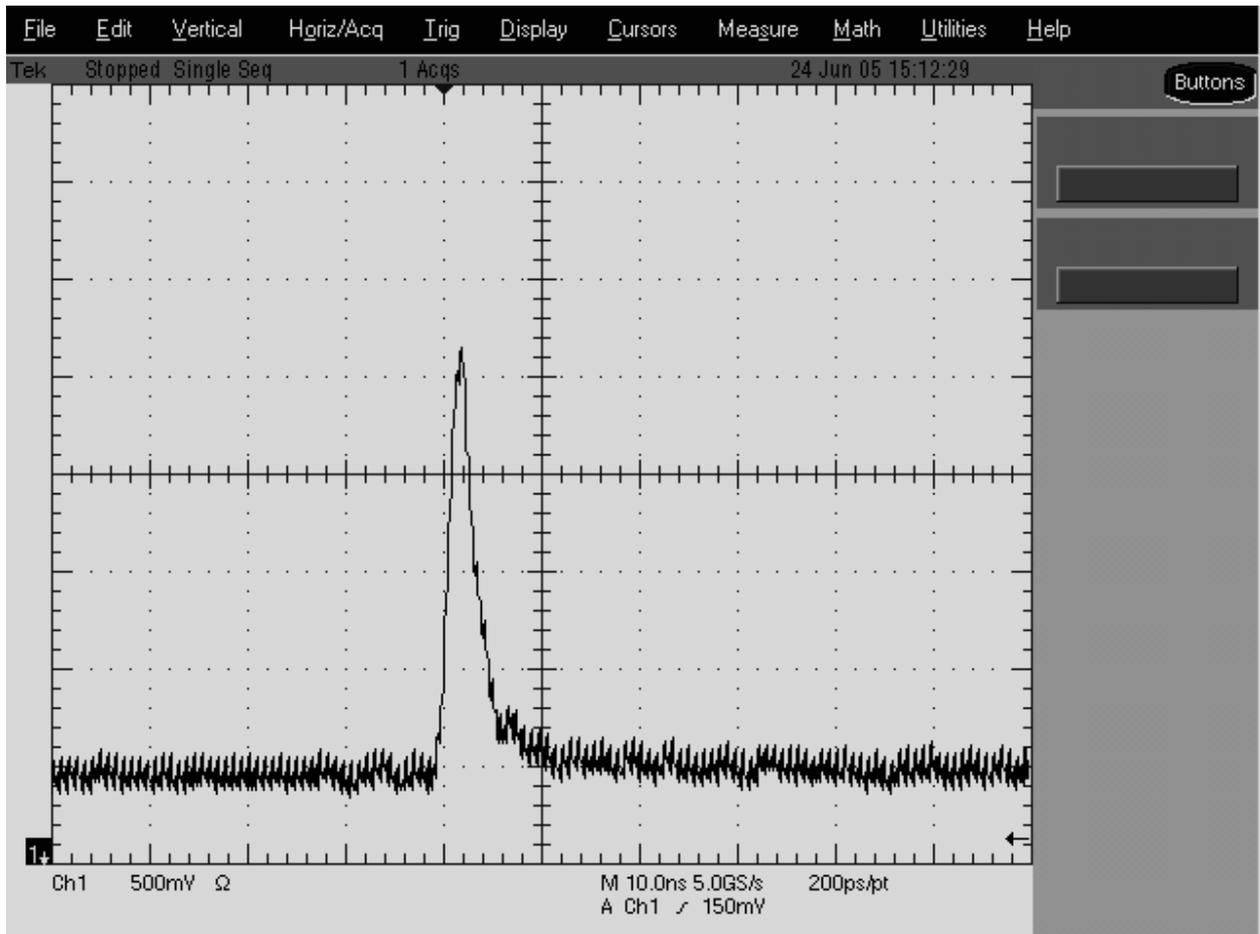


Рис. 3. Форма импульса излучения на выходе лазера.

Экспериментальные результаты

Для генерации второй гармоники в экспериментах использовались следующие типы нелинейных кристаллов: кристалл KDP ooe типа длиной 40 мм, кристаллы KDP ooe типа длиной 15 мм и 19 мм, кристалл CDA ooe типа длиной 32 мм.

В условиях практически неполяризованного излучения эффективность его преобразования кристаллом KDP ooe типа исследовалась при двух значениях ширины линии генерации $\delta\lambda - \sim 3 \text{ \AA}$ и $\sim 30 \text{ \AA}$. Плотность потока излучения на основной частоте варьировалась в диапазоне значений от 1.1 ГВт/ см^2 до 5 ГВт/ см^2 . Результаты измерений приведены на Рис.4, где представлена зависимость эффективности преобразования волны накачки ω_0 в излучение второй гармоники $2\omega_0$ от нагрузки на кристалл для двух значений ширины линии генерации. Максимальное значение коэффициента преобразования падающего на кристалл излучения во вторую гармонику $\sim 20\%$ достигалось, как видно из Рис.4, при нагрузке на кристалл $\sim 2 \text{ ГВт/см}^2$, а затем наблюдался медленный спад КПД при увеличении нагрузки. При этом заметного влияния ширины линии генерации на эффективность преобразования обнаружено не было.

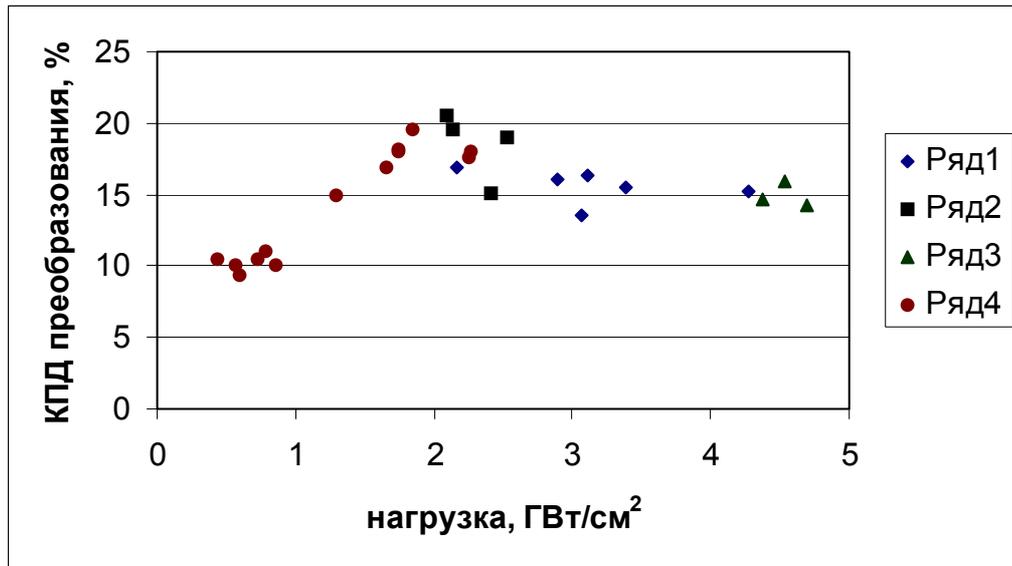


Рис. 4. График зависимости коэффициента преобразования от нагрузки на кристалл KDP оее типа длиной 40 мм, для разных диаметров формирующей диафрагмы d_ϕ . Ряд 1 – ($d_\phi = 3$ мм, $\Delta\lambda \sim 3$ Å), Ряд 2 – ($d_\phi = 5$ мм, $\Delta\lambda \sim 3$ Å), Ряд 3 – ($d_\phi = 8$ мм, $\Delta\lambda \sim 3$ Å), Ряд 4 – ($d_\phi = 8$ мм, $\Delta\lambda \sim 30$ Å).

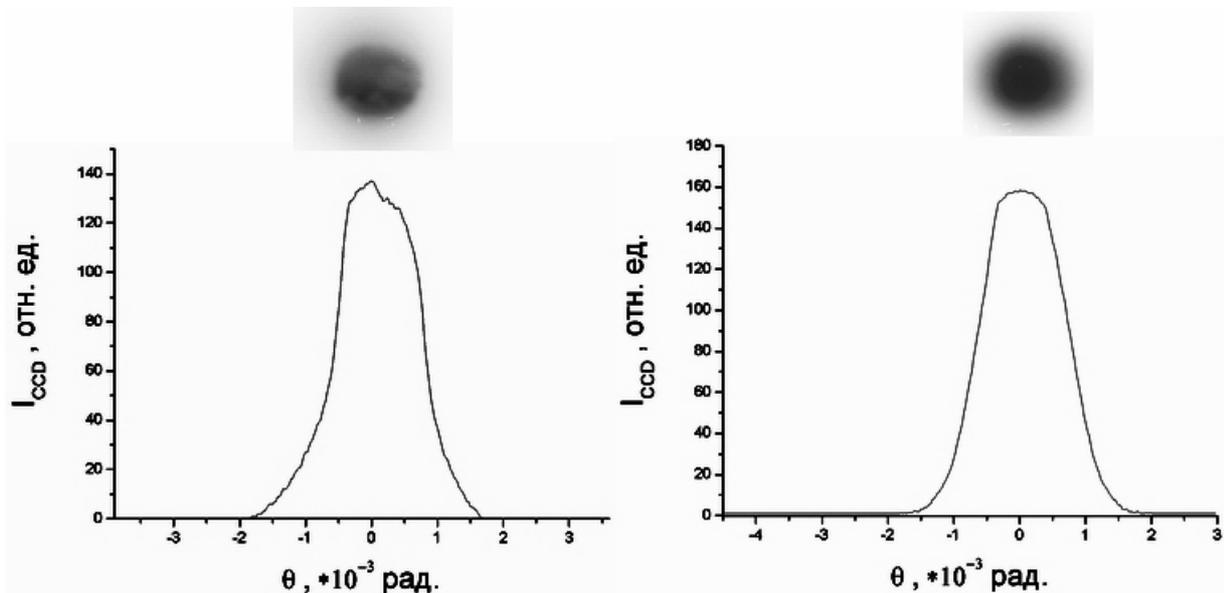


Рис. 5. Дальняя зона основного излучения и излучения второй гармоники.

Кристалл KDP оее типа.

На Рис.5 представлены угловые распределения излучения волны накачки и излучения второй гармоники при степени пространственной когерентности $\gamma_{12} = 0.018$ (угол расходимости излучения $2\theta = 3 \cdot 10^{-3}$ рад). Видно, что угловая направленность преобразованного излучения значительно (более чем в 2 раза) уже диаграммы направленности волны накачки. Этот результат хорошо согласуется со значением угловой ширины синхронизма для используемого кристалла.

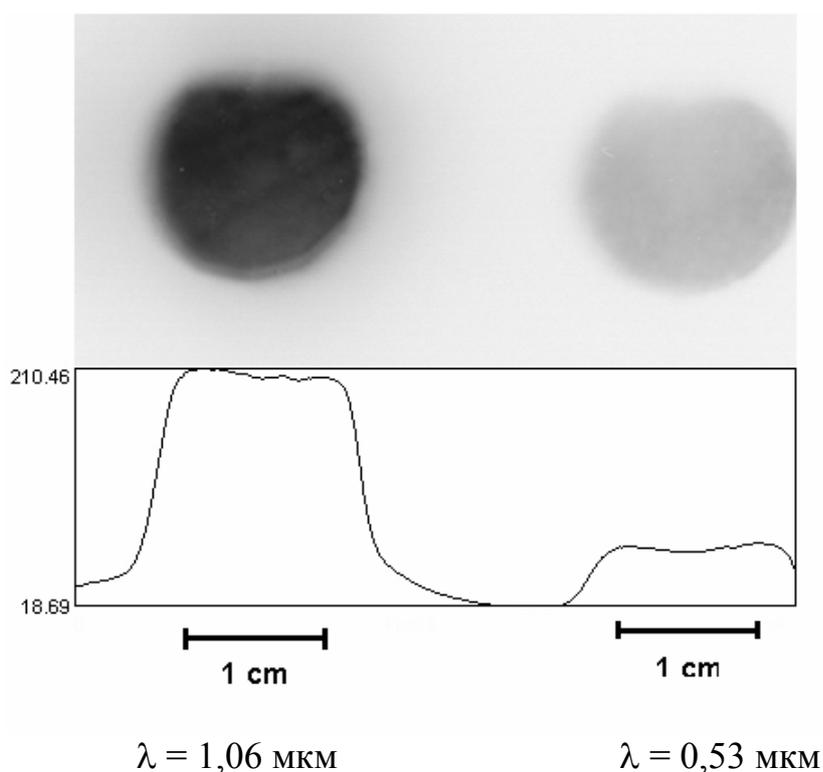


Рис. 6. Ближняя зона основного излучения и излучения второй гармоники.

Кристалл KDP oee типа.

Распределение интенсивности излучения в ближнем поле иллюстрирует Рис.6. Необходимо отметить, что характер распределения поля излучения близок

к распределению типа супергауссова пучка. Видно, что мелкомасштабные возмущения отсутствуют, дифракционных полос не наблюдается. Плотность мощности излучения как на основной частоте, так и на частоте второй гармоники по апертуре пучка практически постоянна.

Для преобразования излучения с низкой степенью поляризации, обусловленной деполяризацией излучения в активной среде лазера (общая длина активных элементов из неодимового стекла в мощных усилительных каскадах установки «Канал-2» составляет 272 см), а также за счет неравномерности нагрева стержней излучением ламп накачки был использован кристалл KDP ooe типа длиной 15 мм. При этом было достигнуто предельное значение плотности мощности излучения основной частоты на кристалле, которое составило 7,1 ГВт/см². Результаты измерения эффективности преобразования в зависимости от плотности мощности излучения на основной частоте приведены на Рис.7. Видно, что КПД преобразования практически не изменяется в широком диапазоне значений плотности лазерных нагрузок от 0.5 ГВт/см² до 5 ГВт/см² и не превышает по величине 9%. Такие же результаты были получены и в случае кристалла KDP ooe типа длиной 19 мм при аналогичных условиях его облучения. Отметим, что никаких разрушений в кристаллах при нагрузках вплоть до ~ 7 ГВт /см² для длительности импульса 2,5 нс обнаружено не было, что говорит о высокой лучевой стойкости KDP-кристаллов в некогерентном поле.

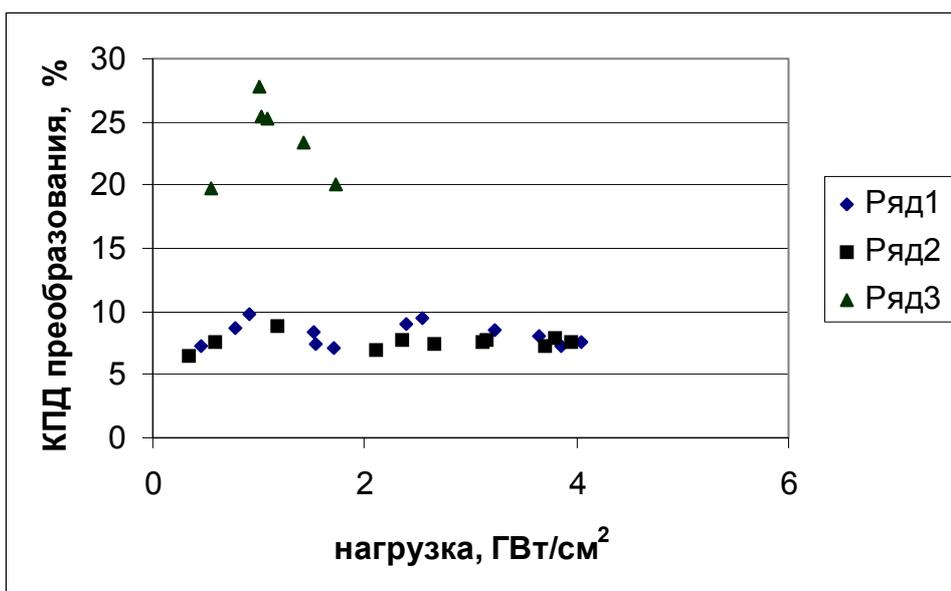


Рис. 7. График зависимости коэффициента преобразования от нагрузки на кристалл KDP ooe типа.

Ряд 1 – длина кристалла 15 мм, неполяризованное излучение,

Ряд 2 – длина кристалла 19 мм, неполяризованное излучение,

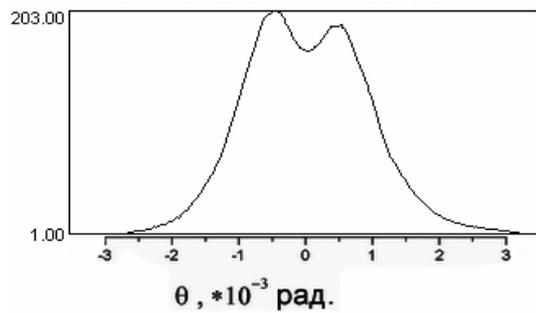
Ряд 3 – длина кристалла 19 мм, поляризованное излучение.

Введение в лазерный пучок поляризаторов позволило повысить степень поляризации излучения на основной частоте до 99%, однако при этом произошло снижение предельно достижимого значения плотности мощности на кристалле. В этом случае, как видно из Рис.7, эффективность преобразования излучения во вторую гармонику возросла до величины ~ 30 %. Максимум преобразования падающего излучения в излучение второй гармоники наблюдался при нагрузке ~ 1 ГВт/см². Отметим, что и в случае преобразования высококогерентного излучения во вторую гармонику, при увеличении степени

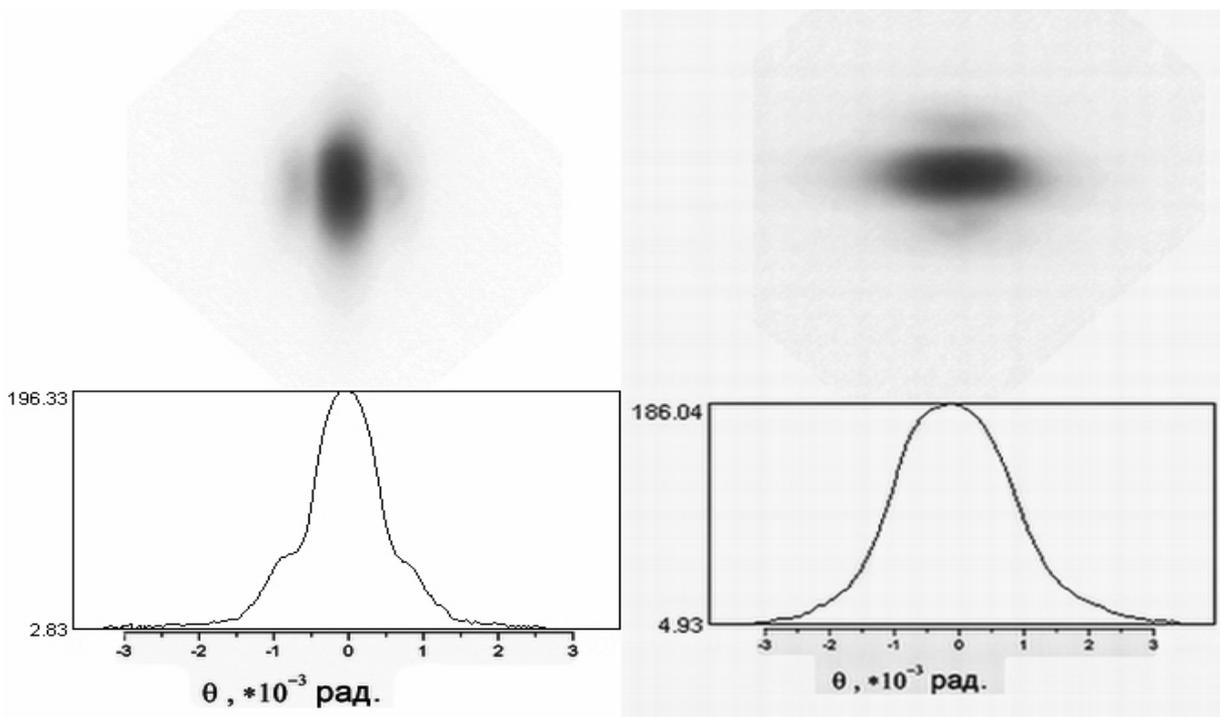
поляризации падающего излучения происходило увеличение эффективности преобразования [13].

Результаты измерения углового спектра излучения представлены на Рис. 8, где приведены распределения излучения в дальней зоне для основной частоты и частоты второй гармоники. Видно, что в распределении интенсивности второй гармоники отсутствует ось симметрии, и ее угловой размер в сечении, ортогональном к оси кристалла, не превышает по своему значению $\sim 10^{-3}$ рад. В распределении на основной частоте при этом наблюдается провал интенсивности, совпадающий по направлению и полуширине с угловым спектром второй гармоники, что свидетельствует о высокой эффективности преобразования излучения в пределах ширины угла синхронизма кристалла.

Кристалл CDA, использованный в проведенных экспериментах, имел размеры $15 \times 15 \times 32$ мм³. При изменении нагрузки на кристалл в диапазоне 1.0 – 2.0 ГВт/см², несмотря на тщательно выдерживаемый температурный режим,



$$\lambda = 1,06 \text{ мкм}$$



$$\lambda = 0,53 \text{ мкм}$$

Рис. 8. Дальняя зона основного излучения и излучения второй гармоники.

Кристалл KDP ooe типа.

эффективность преобразования не превышала 10 %, что, по-видимому, связано с обратной перекачкой энергии в основную гармонику, поскольку длина кристалла и нагрузка на нем в нашем случае не были оптимизированы.

Сравним полученные значения КПД преобразования во вторую гармонику с предельно возможными значениями, которые следуют из теории [13] в приближении сильного взаимодействия.

Для гауссовых и гипергауссовых пучков максимально достижимый КПД преобразования во вторую гармонику дается следующей формулой [13]:

$$\eta_{\max} = (1 + l + 0,5l^2)^{-2}, \quad (1)$$

где

$$l = \frac{1}{2}[\beta_3 - \frac{1}{2}(\beta_2 + \beta_1)]k\theta L_{\text{нл.}}$$

Здесь β - соответствующие углы двулучепреломления для нелинейного кристалла (для ооо типа взаимодействия $\beta_1 = \beta_2 = 0$, $\beta_3 = 2,81 \cdot 10^{-2}$ рад, тогда как для еое типа взаимодействия $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = 2,039 \cdot 10^{-2}$ рад, $\beta_3 = 2,509 \cdot 10^{-2}$ рад), k - волновое число накачки, θ - угол расходимости излучения накачки, $L_{\text{нл.}}$ - нелинейная длина, которая определяется формулой

$$L_{\text{нл.}} = \left[\frac{4\pi\omega dE}{nc} \right]^{-1},$$

где ω, d, E, n, c - частота, эффективная нелинейность, амплитуда напряженности поля волны, показатель преломления и скорость света в вакууме, соответственно.

Для синхронизма первого типа (ооо) в кристалле КДП при плотности мощности $2,5 \text{ Вт/см}^2$ и угле расходимости $\theta = 1,4 \cdot 10^{-3}$ находим, что $\eta_{\max} = 28,8\%$ (при этом нелинейная длина $L_{\text{нл.}} = 0,480 \text{ см}$, а оптимальная длина кристалла составляет $l_{\text{опт.}} = 1,1 \text{ см}$).

Для синхронизма второго рода (оое) в кристалле КДР при плотности мощности $2,5 \text{ ГВт/см}^2$ и угле расходимости $\theta = 1,4 \cdot 10^{-3}$ предельный КПД оказывается равным $\eta_{\max} = 37,2\%$. Соответственно, нелинейная длина $L_{\text{нл.}} = 0,526 \text{ см}$, а оптимальная длина кристалла составляет $l_{\text{опт.}} = 1,35 \text{ см}$).

Таким образом, видно, что полученные экспериментально КПД преобразования во вторую гармонику находятся в удовлетворительном согласии с величинами, определяемыми формулой (13). Это согласие неудивительно, поскольку, как было показано ранее [7-9] и как отмечалось выше, распределение интенсивности излучения лазера с управляемой когерентностью оказывается весьма равномерным по сечению пучка, что отвечает используемому в приближении сильного взаимодействия выбору лазерного излучения в виде плоских волн.

Заключение

Достигнуто значение эффективности преобразования частично когерентного лазерного излучения во вторую гармонику на кристалле КДР оое типа $\leq 30 \%$.

Для экспериментов, в которых требуется одномерная концентрация лазерного излучения, можно использовать кристаллы KDP ooe типа. Эффективность преобразования в этом случае, по-видимому, превысит 50 %.

Показано, что кристаллы KDP могут быть использованы без разрушения для преобразования во вторую гармонику лазерного излучения с наносекундной длительностью импульса при плотности мощности излучения на кристалле $q \geq 7$ ГВт/см² и плотности потока энергии до 20 Дж/см².

Применение частично-когерентного излучения в качестве волны накачки кристалла позволяет с высокой точностью определять такие его характеристики, как угловая ширина синхронизма и зависимость эффективности преобразования от плотности падающей на кристалл энергии.

Данная работа частично поддержана Программой Отделения физических наук РАН «Нелинейная оптика уникальных лазерных систем».

Список литературы

1. Ахманов С.А., Ковригин А.И., Пискаркас А.С., Хохлов Р.В. О генерировании УФ-излучения путём использования каскадного преобразования частоты. *Письма в ЖЭТФ*, **2**, 223 (1965).
2. Amiranoff A., Benattar R., Fabro R., Carban C., Popovics C., Virmont J., Weinfeld M. Experimental transport studies in laser-produced plasmas at 1,06 and 0,53 μm . *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **24**, 1069 (1979).
3. Бломберген Н. *Нелинейная оптика*. М., Мир, 1966.
4. Craxton R.S. High efficiency frequency tripling schemes for high-power Nd:glass lasers. *IEEE J. of QE.*, **17**, 1771 (1981),
5. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика*, М.: Радио и связь, 1982.
6. Eimerl D. Quadrature frequency conversion. *IEEE J. of QE.*, **23**, 1361 (1987).
7. Fedotov S.I., Feoktistov L.P., Osipov M.V., Starodub A.N. Laser for LTF with controlled function of mutual coherence of radiation. International Conference “VI Khariton’s Topical Scientific Readings. Laser Physics. Laser-Matter Interaction”, Sarov, 2002, Book of abstracts, pp. 37-38; XI International Congress on Plasma Physics (ICPP-2002), Sydney, 2002, report P469; Препринт ФИАН, № 26 (М., 2002); XXVII European Conference on Laser-Matter Interaction (ECLIM-2002), Moscow, 2002, report Fr-CO2/02, Book of abstracts, p.69; Препринт ФИАН, № 35 (М.,2002).
8. Fedotov S.I., Feoktistov L.P., Osipov M.V., Starodub A.N. Laser for LTF with controlled function of mutual coherence of radiation. *J. Russian Laser Research*, **25**, 79-92, (2004).
9. Fedotov S.I., Osipov M.V., Starodub A.N. High-power laser systems: new concept. XV International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers and High-Power Lasers (GCL/HPL 2004), Prague, Proceedings SPIE, vol. 5777, 816-819 (2004).
10. Franken P., Hill A., Peters C., Weinreich G. *Phys. Rev. Letts*, **7**, 118 (1961).

11. Ганеев Р.А., Гуламов А.А., Ибрагимов Э.А., Редкоречев В.И., Усманов Т. Эффективная генерация второй и третьей гармоник в гипергауссовых пучках лазерного излучения. *Письма в ЖТФ*, **6**, 972 (1980).
12. Гуламов А.А., Ибрагимов Э.А., Редкоречев В.И., Усманов Т. Предельная эффективность генерации второй и третьей гармоник излучения неодимового лазера. *Квантовая электроника*, **10**, 1305 (1983).
13. Ибрагимов Э.А., Усманов Т. Приближение сильного взаимодействия в теории нелинейных волн. *ЖЭТФ*, **86**, 1618-1631 (1984).
14. Max C.E., Estabrook K.G. Wavelength scaling in laser fusion from a plasma-physics viewpoint. *Comment Plasma Physics and Contr. Fusion. E*, **5**, 239 (1980).
15. McCrory R.L., Mors R.L. Dependence of laser-driven compression efficiency on wavelength. *Phys. Rev. Letts.*, **38**, 544-547 (1977).
16. Maker P.D., Terhune R.W., Nisenoff M., Savage C.M. Mixing of Dispersion and Focusing on the Production of Optical Harmonics. *Phys. Rev. Letts.*, **8**, 21 (1962).
17. Lawrence Livermore National Laboratory, *Laser Program Annual Report*, 2-2 (1982); High-Conversion-Efficiency Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification System Using Spatiotemporally Shaped Pump Pulses. *LLE 2003 Annual Report.*, 33-36 (2004); Anirban Mitra, Hidetsugu Yoshida, Hisanori Fujita, and Misahiro Nakatsuka. Study of Second Harmonic Generation by Non-linear Crystals with Phase Conjugation. *Annual Progress Report (Institute of Laser Engineering, Osaka University)*, 193-194 (2003).
18. Лазерная термоядерная установка «ДЕЛЬФИН»: действующий комплекс и направления развития. *Труды ФИАН*, **178**, 23 (1987).