УДК 533.9.15 + 537.52.7

ОБ ЭФФЕКТИВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕТВЕРТОЙ ГАРМОНИКИ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА ДЛЯ НАГРЕВА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

И. А. Буфетов, С. Б. Кравцов, В. Б. Федоров

Проведены экспериментальные исследования генерации 4-й гармоники излучения многокаскадной лазерной установки при плотности мощности излучения $\sim 200\,MBm/cm^2$ *в импульсе длительностью* $10\,нс$. *Показано, что достижение КПД* $\simeq 50\%$ *при энергии импульса* $10\,Дж$ *не требует долговременной жесткой стабилизации частоты задающего генератора.*

При использовании лазерного излучения для нагрева плазмы во многих случаях представляет интерес переход к более коротковолновому излучению, что позволяет сместить зону энерговыделения в плазме в сторону плазмы большей плотности. Одним из часто используемых способов генерации мощного УФ излучения является умножение частоты лазерного излучения с помощью нелинейных кристаллов. Но такой способ выдвигает жесткие требования к расходимости, ширине спектра и когерентности лазерного излучения; кроме того, требуется также долговременная стабильность выполнения условий фазового синхронизма, что необходимо для эффективной генерации гармоник. Достижение долговременной стабильности параметров установки требует таких мер, как температурная стабилизация элементов задающего генератора (ЗГ) и кристалла-преобразователя (КП). При генерации 4-й гармоники неодимового лазера с помощью кристаллов KDP это означает необходимость стабилизации длины волны ЗГ в пределах $\Delta\lambda \cong 0,05/l\,\mathring{A}$ (где l – длина кристалла-преобразователя $2\omega \to 4\omega$ в $см$) и температуры самого кристалла KDP с точностью до $\sim 0,1°$ [1]. Требования к стабильности параметров при преобразовании $\omega \to 2\omega$ значительно менее жесткие.

Нами исследовалась возможность эффективного преобразования излучения с $\lambda = 1,06\,мкм$ в излучение с $\lambda = 0,265\,мкм$ в более простых (а, следовательно, и более

доступных) условиях при отсутствии долговременной стабилизации частоты лазера и температуры КП. При этом точная настройка на фазовый синхронизм КП осуществлялась непосредственно перед экспериментом. Возможность проведения такой оперативной подъюстировки обеспечивалась конструкцией лазерной установки. Разумеется, такой способ повышения КПД преобразования может быть использован, если в эксперименте не требуется получения излучения определенной частоты (например, как это имеет место при исследовании нерезонансных процессов в плазме).

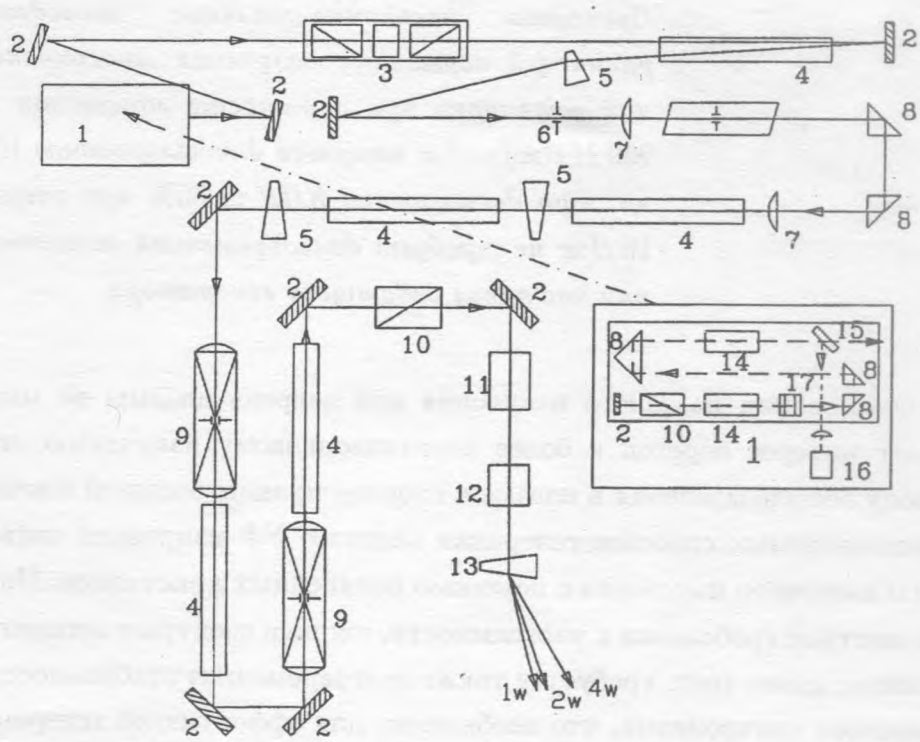

Рис. 1. *Схема лазерной установки. 1 – блок ЗГ; 2 – зеркало; 3 – электрооптический затвор; 4 – усилительный элемент из стекла ГЛС-6; 5 – стеклянная призма; 6 – диафрагма; 7 – линза первого вакуумного пространственного фильтра; 8 – поворотные призмы; 9 – вакуумный пространственный фильтр; 10 – поляризатор; 11 – кристалл-преобразователь* $1\omega \to 2\omega$; *12 – кристалл-преобразователь* $2\omega \to 4\omega$; *13 – кварцевая дисперсионная призма; 14 – активный элемент из ГСГГ; 15 – отражающая стеклянная пластина; 16 – оптический разрядник; 17 – выходная стопа ЗГ.*

Лазерная установка (см. рис.1) собрана по схеме задающий генератор – многокаскадный усилитель (МКУ). Оптическая схема МКУ, включающая 5 усилительных элементов в осветителях типа ГОС – 1001, обеспечивает формирование на выходе установки лазерного пучка, достаточно полно использующего апертуру активных элементов из силикатного стекла ГЛС-6 $\phi 45 \times 680$ *мм*. Как и большинство подобных установок (см., например, [2]), МКУ содержит пространственные фильтры для подавления мелкомасштабной самофокусировки и при формировании луча в МКУ используется метод трансляции изображений. Все три пространственных фильтра (см. рис. 1) – вакуумные; первый из них используется для расширения лазерного пучка. Для формирования резкого переднего фронта лазерного импульса и для повышения порога самовозбуждения установки между блоком ЗГ и МКУ установлен электрооптический затвор на эффекте Поккельса в кристалле DKDP. Высокое напряжение подается на затвор через оптический разрядник, для пробоя которого ответвляется часть пучка, выходящего из блока ЗГ.

Для преобразования излучения основной частоты в 4-ую гармонику нами была выбрана каскадная схема с двумя последовательными удвоениями частоты. Преобразование излучения из 1-й во 2-ую гармонику в нелинейном кристалле KDP может осуществляться по схемам взаимодействия волн типа *ooe* и *oee*. Но при взаимодействии типа *ooe* угловая ширина направления синхронизма примерно в 1,5 раза уже, чем при взаимодействии *oee*. Поэтому для преобразования $1\omega \to 2\omega$ нами был выбран тип преобразования *oee*. Исходя из параметров выходного излучения нашей лазерной установки ($\tau_и = 10$ *нс*, $E_1 \leq 100$ *Дж*, диаметр пучка ≈ 40 *мм*), для преобразования $1\omega \to 2\omega$ был выбран кристалл длиной 50 *мм* с сечением 50×50 *мм*. Угол между направлением синхронизма и оптической осью кристалла KDP составлял $\approx 58°$.

Для эффективного преобразования излучения $2\omega \to 4\omega$ кристалл KDP допускает только один тип взаимодействия: *ooe* при угле синхронизма $\approx 79°$. Длина КП ($2\omega \to 4\omega$) была выбрана исходя из величин нелинейных коэффициентов преломления кристалла KDP и равнялась 20 *мм*.

В качестве ЗГ нами использовался лазер на кристалле граната, работающий в периодическом режиме ($f \approx 1$ *Гц*). Активным элементом служил кристалл галлий-скандий-гадолиниевого граната с примесью ионов Nd^{3+} (ГСГГ) размерами $\phi 3 \times 50$ *мм*. Применение ГСГГ по сравнению с ИАГ позволяет, с одной стороны, увеличить энергию импульса ЗГ и, с другой стороны, частота генерации лазера на ГСГГ лежит ближе к максимуму коэффициента усиления силикатного стекла, чем частота генерации ИАГ;

это позволяет более эффективно использовать возможности МКУ.

Одна поперечная мода генерации ЗГ обеспечивалась с помощью диафрагмы, помещенной в резонатор. Режим генерации одной продольной моды достигался путем 1) использования в качестве выходного зеркала селективного отражателя – стопы из двух пластинок; 2) модуляцией добротности резонатора ЗГ с помощью насыщающегося фильтра – кристалла LiF с центрами окраски F_2^-, который также обладает селективными свойствами [3]. В импульсно-периодическом режиме легко достигался стационарный тепловой режим, что обеспечивало высокую воспроизводимость параметров излучения, и облегчалась юстировка установки большой длины, поскольку ЗГ одновременно использовался и как юстировочный лазер.

В установившемся режиме ЗГ стабильно работал на одной продольной моде. При правильной юстировке КП ($2\omega \to 4\omega$) это обеспечивало высокие значения коэффициента преобразования. Но, как показал эксперимент, значения длины волны ЗГ были подвержены изменениям с характерной величиной $\sim 0,1\,\mathring{A}$ и с характерным временем $\sim 5\,мин$. Кроме того, изменения температуры в помещении влияли также и на свойства КП ($2\omega \to 4\omega$), требуя дополнительной его подъюстировки.

Энергии импульса ЗГ ($\sim 1\,мДж$) было недостаточно, чтобы после прохождения им всех элементов установки и расширения до $\phi 40\,мм$ с помощью обычных способов регистрации УФ излучения (фотоэлектронным умножителем) оперативно контролировать выполнение условий фазового синхронизма в КП ($2\omega \to 4\omega$). Поэтому в блок ЗГ был включен дополнительный усилитель излучения на ГСГГ, также работающий в импульсно-периодическом режиме. В результате энергия импульсов блока ЗГ на выходе установки (без включения накачки МКУ) возросла в ≈ 10 раз, что оказалось достаточно для регистрации излучения 4-ой гармоники на выходе установки в режиме юстировки (при работе только блока ЗГ). Данное обстоятельство даст возможность проводить коррекцию юстировки кристаллов-преобразователей непосредственно перед включением МКУ (за 1 – 2 $мин$), что позволило значительно снизить влияние дрейфа параметров установки на эффективность генерации 4-ой гармоники.

На рис. 2 представлены достигнутые нами в реальных экспериментах по взаимодействию излучения с плазмой (в течение года) значения коэффициентов преобразования энергии лазерного импульса E_1 в энергию 2-й ($\eta_{12} = E_2/E_1$, рис. 2а) и 4-й ($\eta_{14} = E_4/E_1$, рис. 2б) гармоники. Сплошными линиями на графиках показаны расчетные значения η_{12} и η_{14}, полученные в предположении постоянного распределения интенсивности лазерного излучения по поперечному сечению пучка, полной когерентности излучения

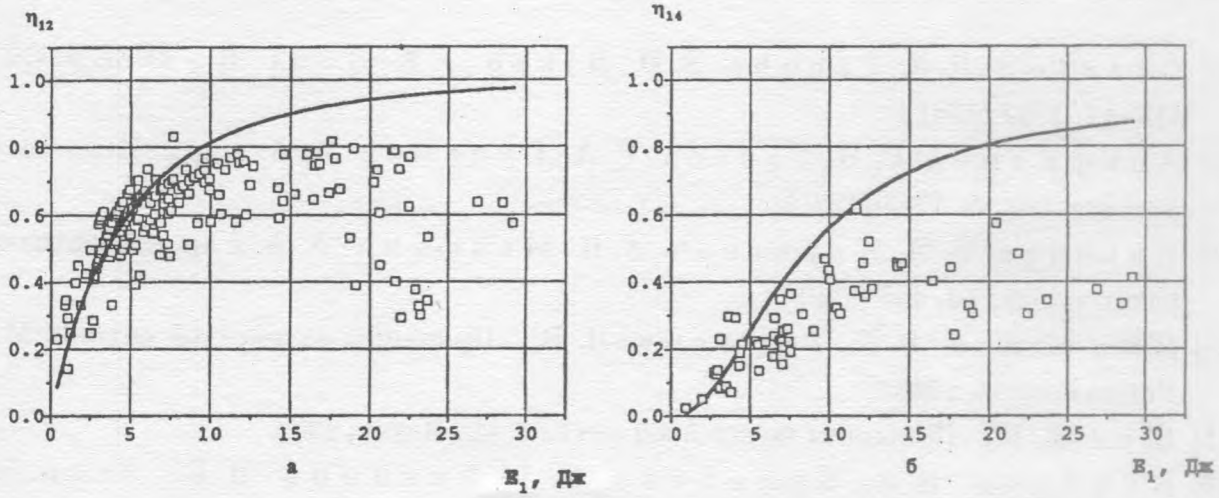

Рис. 2. *Коэффициенты преобразования энергии импульса лазера в излучение второй (а) и четвертой (б) гармоники.*

и пренебрегая конечным диаметром пучка (см. [4, 5]). Положение экспериментальных точек на рис. 2а и б относительно расчетных кривых показывает, что достигнутые коэффициенты преобразования составляют существенную часть от максимально возможных. Это означает, что реализованным нами способом в значительной степени удается компенсировать влияние различного рода нестабильностей на эффективность преобразования излучения в 4-ую гармонику и обеспечить устойчивую работу установки при $\eta_{14} = 0,4 - 0,5$ и энергии импульса излучения ($\lambda = 0,265\,мкм$) $\simeq 10\,Дж$.

В результате появляется возможность проведения исследований частотных зависимостей нелинейно-оптических процессов в плазме на сравнительно простой лабораторной лазерной установке с $\lambda = 1,06\,мкм$, $0,53\,мкм$ и 0,265 $мкм$ при интенсивностях излучения до $10^{13}\,Вт/см^2$. Примером реализации такой возможности являются опыты по исследованию самофокусировки в искре оптического пробоя [6].

Авторы благодарны В. А. Спиридонову, В. К. Фомину и В. М. Бороздову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект N 94-02-05301-а) и Международного научного фонда (грант N M6J000).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Craxton R. S., Jacobs S. D., Rizzo J. E., Boni R., IEEE J. QE, **QE-17**, 1782 (1981).

[2] Арифжанов С. Б., Ганеев Р. А., Гуламов А. А. и др., Квантовая электроника, **8**, 1246 (1981).

[3] Ильичев Н. И., Кирьянов А. В., Малютин А. А. и др., Квантовая электроника, **18**, 433 (1991).

[4] Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В., Принципы нелинейной оптики. М., Радио и связь, 1982.

[5] Шен И. Р., Принципы нелинейной оптики. М., Наука, 1989.

[6] Буфетов И. А., Буфетова Г. А., Федоров В. Б., Квантовая электроника, **21**, 1177 (1994).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 8 декабря 1994 г.