

07;12

Нелинейное преобразование частот излучения лазера на парах меди в сфокусированном и параллельном пучках

© В.Т. Карпухин, М.М. Маликов

Объединенный институт высоких температур РАН,
127412 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 23 декабря 1998 г.)

Представлены результаты сравнения эффективности генерации суммарной частоты ($\lambda = 0.271 \mu\text{m}$) излучения лазера на парах меди в сфокусированном и параллельном пучках, проходящем через нелинейный кристалл DKDP. Достигнутая при острой фокусировке мощность ультрафиолетового излучения 0.34 W и эффективность преобразования в 6% оказались существенно ниже соответствующих величин, полученных в экспериментах с параллельным пучком излучения лазера (0.73 W и 12%), при одинаковой мощности на входе в кристалл. Приводятся экспериментальные данные о структуре излучения лазера на парах меди с неустойчивым резонатором и дается анализ физических причин, ограничивающих эффективность нелинейного преобразования частот излучения.

Введение

Лазеры на парах меди (ЛПМ) средней мощности в 5–20 W работают в видимом диапазоне излучения ($\lambda_1 = 0.51 \mu\text{m}$ и $\lambda_2 = 0.578 \mu\text{m}$), обладают довольно высоким КПД 1–3%, большой частотой следования импульсов 10–20 kHz и просты по своей конструкции. Такие параметры делают их привлекательными для генерации вторых гармоник и генерации суммарной частоты (ГСЧ) в области ультрафиолетового излучения (УФИ) [1]. Излучатель УФИ на основе ЛПМ по ряду параметров может представлять большой интерес в различных практических приложениях [2].

Однако имеются определенные трудности в достижении высокой эффективности преобразования частоты излучения ЛПМ в нелинейных кристаллах. Известно, что эффективность преобразования частоты излучения, проходящего через нелинейный кристалл, существенно зависит от плотности мощности и расходимости. К сожалению, указанные ЛПМ обладают невысокой импульсной мощностью $W \sim 10^4 - 10^5 \text{ W}$ ($10^{-4} - 10^{-3} \text{ G}$) по сравнению, например, с твердотельными лазерами.

Возможно, поэтому в большинстве работ с ЛПМ [1,3] излучение лазера фокусировалось в нелинейные кристаллы (BVO, KDP, DKDP и др.) с помощью линзы или другой, более сложной оптической системы с целью максимально увеличить плотность мощности и добиться высокой эффективности преобразования. Однако сфокусированный пучок, как известно [4], обладает рядом недостатков по сравнению с параллельным пучком: сильнее сказывается на эффективности преобразования повышенная расходимость пучка в перетяжке, увеличивается диафрагменный апертурный эффект и влияние дифракции, больше неоднородность температуры кристалла вследствие нагрева сфокусированным излучением и др.

В предыдущих наших работах [5–8] эксперименты по ГСЧ ($\lambda_3 = 0.271 \mu\text{m}$) проводились с использованием параллельного пучка диаметром 1–2 mm, который фор-

мировался с помощью телескопического коллиматора и направлялся в кристалл. В настоящей работе при тех же характеристиках ЛПМ и кристалла для сравнения проводились эксперименты с острой фокусировкой излучения.

Результаты эксперимента

В качестве нелинейного элемента был выбран кристалл DKDP длиной $L = 4 \text{ cm}$ и диаметром 1 cm. Температура кристалла стабилизировалась термостатом на уровне 333 K. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Использовалась серийная лазерная трубка ГЛ-201. ЛПМ был снабжен телескопическим неустойчивым резонатором с коэффициентом увеличения $M = 200$ и $M = 5$ (зеркала 2, 3). Для поляризации излучения применялась призма Глана, расположенная внутри резонатора (эксперименты с $M = 5$ проводились без призмы и излучение не было поляризовано). Диаметр луча D на выходе ЛПМ равнялся 20 mm. Средняя по частоте

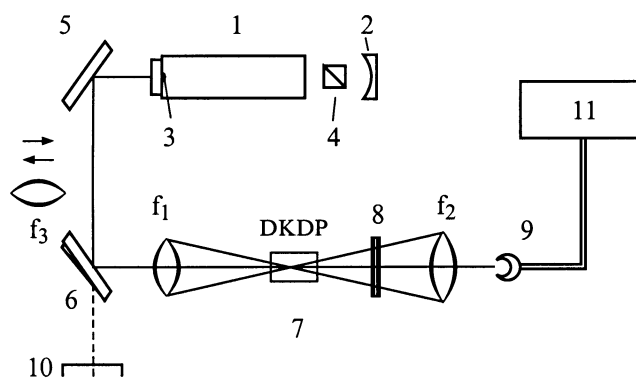


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента: 1 — ЛПМ; 2, 3 — зеркала резонатора; 4 — призма Глана; 5, 6 — поворотные зеркала; 7 — кристалл; 8 — светофильтр УФС5; 9 — измеритель мощности; 10 — экран; 11 — ИМО-ЧС; f_1 — фокусирующая линза; f_2 — линза CaF₂; f_3 — длиннофокусная линза.

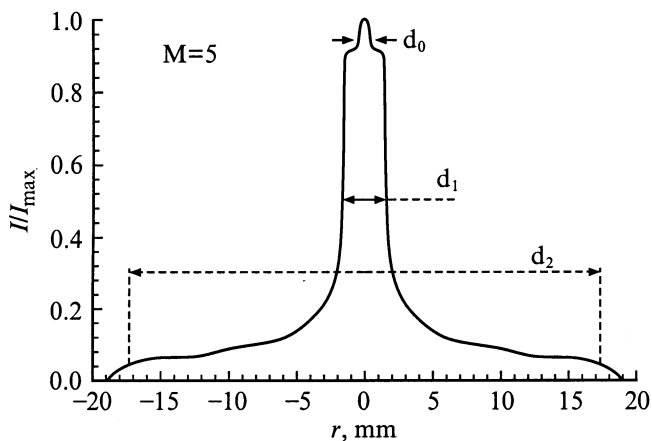


Рис. 2. Радиальное распределение плотности мощности в фокальном пятне линзы: $f_3 = 10$ м, $M = 5$.

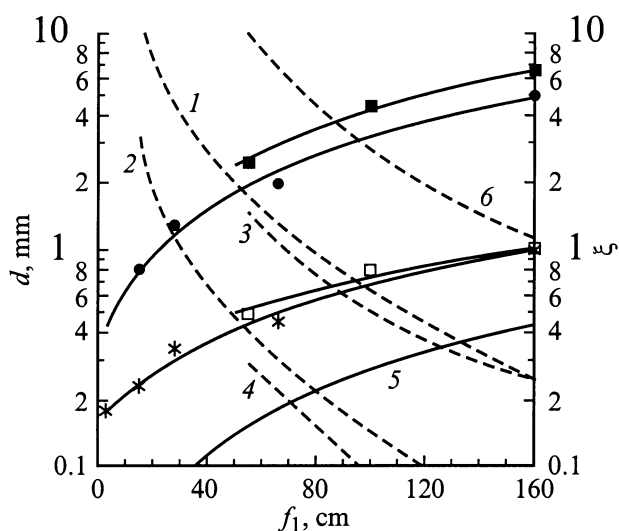


Рис. 3. Диаметры пятен d_0 , d_1 , d_2 и параметр фокусировки ξ от фокусного расстояния линзы: $M = 5$: * — d_1 , • — d_2 , 1 — $\xi(d_1)$, 2 — $\xi(d_2)$; $M = 200$: □ — d_1 , ■ — d_2 , 3 — $\xi(d_1)$, 4 — $\xi(d_2)$; 5 — $2d_0$, 6 — $\xi(d_0)$.

следования импульсов мощность излучения на выходе ЛПМ с $M = 200$ составляла ~ 13 W, а при $M = 5$ достигала 20 W. Излучение ЛПМ с помощью плоских зеркал и линзы f_1 направлялось и фокусировалось в кристалл. Центр перетяжки луча размещался примерно в середине кристалла на его оси. Излучение с λ_1 и λ_2 задерживалось с помощью фильтра 8. Ультрафиолетовое излучение $\lambda_3 = 0.271 \mu\text{m}$, пройдя фильтр, фокусировалось линзой f_2 из GaF₂ в датчик измерителя мощности излучения. Фокусное расстояние линзы f_1 варьировалось.

Расходимость и структура излучения ЛПМ в дальней волновой зоне (ДВЗ) находились посредством линзы f_3 с фокусным расстоянием 10 м. Радиальное распределение плотности мощности в фокальной плоскости этой линзы (экран 10) определялось сканированием датчика измерителя мощности по радиусу пятна. Входная апертура

датчика была ограничена диафрагмой 0.2 мм. Для линз с меньшим фокусным расстоянием диаметр фокальных пятен оценивался с помощью калиброванных диафрагм.

В ДВЗ на экране 10 при $M = 200$ по градации плотности мощности I наблюдались четыре концентричных пятна, для $M = 5$ можно было выделить только три пятна. На рис. 2 показано радиальное распределение I , а в табл. 1 приведены значения расходимостей пучков φ в ДВЗ, соответствующих этим пятнам и доля энергии импульса излучения $\Delta E/E$, приходящаяся на эти пучки света (суммарная по λ_1 и λ_2). Такая картина типична для лазеров с малым временем существования инверсии ~ 30 – 40 ns, снабженных неустойчивым резонатором (пучки образуются на первых трех–четырех проходах луча в резонаторе и сдвинуты друг от друга на время одного прохода).

На рис. 3 определены диаметры пятен d_0 , d_1 и d_2 , измеренных в фокусе линз с f_1 от 3 до 160 см, соответствующие пучкам в ДВЗ содержащим соответственно 10% энергии импульса ($\varphi = 0.07$ mrad), 25% ($\varphi = 0.25$ mrad) и 50% ($\varphi = 2.0$ mrad) для $M = 200$. Аналогично для $M = 5$ d_1 и d_2 соответствуют пучкам, содержащим 30 и 70% энергии импульса излучения лазера. Именно эти пучки участвуют в ГСЧ, так как пучок с большой расходимостью 7–8 mrad в значительной мере обрезался апертурой линз и кристалла. Отметим, что наименьшее значение $\varphi = 0.07$ mrad, полученное при $M = 200$, в два раза больше угла дифракционной расходимости. При $M = 5$ дифракционное ядро проявлялось слабо (рис. 2) и доля энергии в нем мала (1–2%).

На рис. 4 показана эффективность ГСЧ η , которая определялась как отношение средней мощности ультрафиолетового излучения P_3 к средней мощности падающего на вход кристалла сфокусированного излучения ЛПМ P на двух длинах волн (для $M = 5$ к половине мощности, так как в этом случае излучение не поляризовано).

Таблица 1.

$M = 200$		$M = 20$	
φ , mrad	$\Delta E/E$, %	φ , mrad	$\Delta E/E$, %
7.7	100	7.5	100
2.0	50	1.5	70
0.25	25	0.3	70
0.07	10	–	–

Таблица 2.

	M	P , W	W_1 , kW	W_2 , kW	P_3 , W	η , %
Параллель	200	6.2	20	15	0.75	12
	5	12.0	40	28	0.2	3.3
Острая	200	6.1	22	16	0.34	5.9
	5	16.3	54	38	0.16	2.0

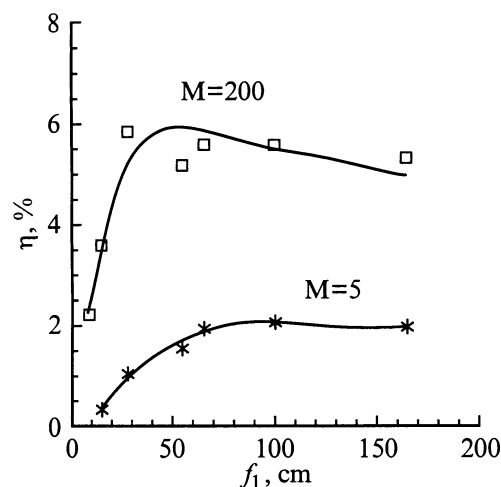


Рис. 4. Эффективность ГСЧ излучения ЛПМ при острой фокусировке в кристалл.

Для сравнения в табл. 2 приведены максимально достигнутые значения η и P_3 в наших экспериментах с острой фокусировкой излучения ЛПМ и с параллельным пучком [5–8] при почти одинаковых средних P и импульсных W_1 , W_2 мощностях излучения ЛПМ на входе в кристалл (соответственно для λ_1 и λ_2).

Обсуждение и выводы

При острой фокусировке излучения ЛПМ с неустойчивым резонатором в кристалл пучки с разной расходимостью имеют существенно различные диаметры в фокальной плоскости d_0 , d_1 , d_2 (рис. 3), плотности мощности и места расположения перетяжек на оптической оси. Такая ситуация не соответствует оптимальным условиям нелинейного преобразования частоты излучения ЛПМ сразу для всех пучков. Известно, [4], что эффективность преобразования в сфокусированном пучке зависит от плотности мощности в фокальном пятне, от параметра фокусировки ξ и др. Оптимальным для преобразования является положение фокального пятна посередине кристалла. На рис. 3 построена (с использованием экспериментальных значений d_0 , d_1 , d_2) зависимость $\xi = LD/2f_1d$ от фокусного расстояния линзы для пучков с разными диаметрами d (и соответственно φ). Видно, что величины ξ для пучков с различной расходимостью существенно различаются и не могут все сразу принимать оптимальные значения. Так, при максимальном $\eta = 6\%$ ($M = 200$, $f_1 = 550$ мм на рис. 2) величина ξ меняется от 0.3 для d_2 до 10 для d_0 .

Максимальные значения мощности УФИ $P_3 = 0.34$ Вт и $\eta = 6\%$ в наших экспериментах с острой фокусировкой достигнуты при $M = 200$ (табл. 2). Это связано, по всей вероятности, с тем, что при больших M появляется пучок с дифракционной расходимостью, доля энергии в

пучках с малой расходимостью повышается и возрастает плотность мощности в центре фокального пятна.

В экспериментах [5–8] с параллельным пучком (табл. 2) получены более высокие (в 1.5–2 раза) значения η и P_3 при близких входных энергетических параметрах луча ЛПМ. Заметим, что диаметр параллельного пучка составлял 1–2 мм и был сравним с диаметром перетяжки $\sim d_2$ при острой фокусировке, однако радиальное и продольное распределение плотности мощности в параллельном пучке существенно другое.

Из сравнений результатов можно сделать вывод о том, что по крайней мере в условиях нашего эксперимента нелинейное преобразование частоты излучения ЛПМ в параллельном пучке более эффективно, чем при острой фокусировке в кристалл. Очевидно, что для увеличения эффективности преобразования как в том, так и в другом случае необходимо осуществлять режим работы ЛПМ, близкий к однопучковому, сосредоточивая в дифракционной части луча наибольшую долю энергии импульса излучения. Необходимо также увеличивать амплитуду импульса излучения ЛПМ при сохранении средней мощности на прежнем уровне.

Список литературы

- [1] Piper J.A. // Pulsed Metal Vapour Lasers. NATO ASI Series / Ed. C.E. Little, N.V. Sabotinov. Dordrecht; London: Kluwer Academic Publishers, 1996. P. 277–287.
- [2] Ily E.K., Piper J.A. // Photonics spectra. 1998. March. P. 106–110.
- [3] Coutts D.W., Brown D.J.W. // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. 1995. Vol. 1. P. 768–778.
- [4] Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. М.: Радио и связь, 1982. 352 с.
- [5] Карпукhin В.Т., Конев Ю.Б., Маликов М.М. // Proc. SPIE. 1994. Vol. 2502. P. 172–177.
- [6] Карпукhin В.Т., Конев Ю.Б., Маликов М.М. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 11. С. 1652–1657.
- [7] Карпукhin В.Т., Маликов М.М. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 2–3. С. 181–186.
- [8] Карпукhin В.Т., Конев Ю.Б., Маликов М.М. // Квантовая электроника. 1998. Т. 25. № 9. С. 809–813.