

Новая схема петаваттного лазера на основе невырожденного параметрического усиления чирпированных импульсов в кристаллах DKDP

Н. Ф. Андреев, В. И. Беспалов, В. И. Бредихин, С. Г. Гаранин*, В. Н. Гинзбург, К. Л. Дворкин, Е. В. Катин, А. И. Корытин, В. В. Ложкарев, О. В. Палашов, Н. Н. Рукавишников*, А. М. Сергеев, С. А. Сухарев*, Г. И. Фрейдман, Е. А. Хазанов¹⁾, И. В. Яковлев

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

* Российский Федеральный Ядерный Центр, ВНИИ экспериментальной физики
607188 Саров, Россия

Поступила в редакцию 29 декабря 2003 г.

Экспериментально показано существование сверхширокополосного синхронизма в кристалле DKDP при параметрическом усилении сигнального излучения с длиной волны 911 нм в поле излучения накачки с длиной волны 527 нм. Применена оригинальная схема возбуждения первого каскада параметрического усилителя чирпированными импульсами холостого излучения с длиной волны 1250 нм. Насыщенный коэффициент усиления трехкаскадного параметрического усилителя составил 10^8 .

PACS: 42.65.–k

Одним из перспективных способов достижения петаваттного уровня мощности оптического излучения является активно разрабатываемый в последние годы метод параметрического усиления чирпированных фемтосекундных лазерных импульсов. Подобная идея, применительно к более низким уровням мощности излучения, была, по-видимому, сформулирована около 15 лет назад [1]. Однако только сейчас в связи с созданием фемтосекундных лазеров с длительностями импульсов до 10 фс и нелинейных кристаллов с апертурой до 40 см она приобрела практический интерес для достижения рекордных, мультипетаваттных, уровней мощности [2, 3].

В теоретических и экспериментальных работах [2–5], посвященных созданию лазерных источников сверхвысокой мощности, в качестве нелинейного элемента последних каскадов параметрических усилителей рассматривался и применялся кристалл KDP. Наиболее перспективным для создания мощных систем является применение в качестве накачки излучения второй гармоники неодимовых лазеров с длиной волны 527 нм. При этом максимальная ширина полосы усиления в кристалле KDP достигается в случае вырожденного взаимодействия для длины волны сигнального излучения ~ 1054 нм. В проведенных экспериментах [4, 5] усиливались чирпированные импульсы, исходная длительность которых была не менее 100 фс, что связано с трудностью создания в диапазо-

не длин волн ~ 1054 нм фемтосекундных генераторов с меньшей длительностью.

Анализ параметрического взаимодействия в высокодейтерированных кристаллах DKDP показал [6], что характеристики этого кристалла существенно отличаются от характеристик кристалла KDP. Согласно наиболее достоверным дисперсионным зависимостям Селмейера для DKDP [7], широкополосный синхронизм в этом кристалле при длине волны излучения накачки 527 нм имеет место при неколлинеарном взаимодействии волновых векторов в диапазоне длин усиливаемых волн 800–1054 нм. Более того, как показали расчеты, для центральной длины волны сигнального излучения $\lambda_{10} \approx 910$ нм в DKDP реализуется сверхширокополосный фазовый синхронизм. В этом случае дисперсия второго порядка волнового рассогласования приближается к нулю и ширина полосы усиления определяется дисперсией третьего порядка. При выполнении условий сверхширокополосного синхронизма максимальная ширина полосы усиления сигнала в DKDP при прочих равных условиях примерно вдвое превосходит максимальную ширину полосы усиления в KDP и при интенсивности излучения накачки $1\text{--}4\text{ ГВт/см}^2$ составляет величину $2300\text{--}2500\text{ см}^{-1}$ (см. рис.1), позволяя усиливать импульсы длительностью ~ 15 фс.

В параметрических усилителях на основе кристалла DKDP источником затравочных импульсов сигнального излучения могут служить чирпированные импульсы излучения фемтосекундного лазера на

¹⁾e-mail: khazanov@appl.sci-nnov.ru

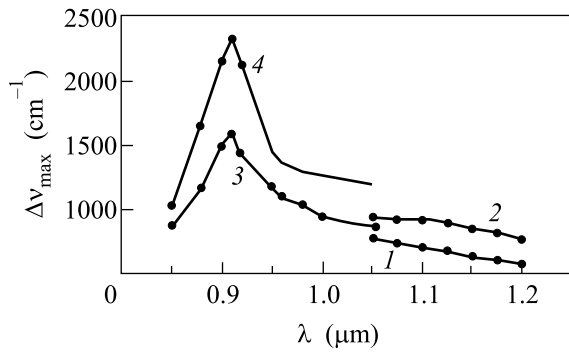


Рис.1. Зависимость ширины полосы усиления сигнального излучения от его длины волны для кристаллов KDP и DKDP при интенсивности накачки 1 ГВт/см^2 и коэффициенте усиления каскада $\sim 10^3$: 1 – кристалл KDP при выполнении условия широкого синхронизма, 2 – то же при оптимизации углов; 3 – кристалл DKDP при выполнении условия сверхширокого синхронизма, 4 – то же при оптимизации углов

Ti:Sapphire, исходная длительность которых на длине волны $\sim 910 \text{ нм}$ может достигать 30 фс. Кроме того, как показано в настоящей работе, сигнальное излучение с $\lambda_{10} \sim 910 \text{ нм}$ может возбуждаться на входе первого каскада усилителя chirпированными импульсами излучения фемтосекундных лазеров на Cr:Forsterite, которые могут генерировать импульсы с длительностью до 30 фс на длине волны $\sim 1250 \text{ нм}$, совпадающей с длиной волны сопряженного по частоте излучения.

Для использования полной ширины полосы усиления в кристалле DKDP и получения с помощью усилителей на DKDP импульсов с длительностью до 10–20 фс необходимо создать фемтосекундные генераторы, излучающие на длинах волн $\sim 910 \text{ нм}$ (или $\sim 1250 \text{ нм}$) импульсы соответствующей длительности. Например, создать фемтосекундный параметрический генератор, как предложено в работе [8] применительно к усилителям на основе KDP.

В проведенных экспериментах (см. рис.2) в качестве источника инжектируемого излучения был использован фемтосекундный лазер на Cr:Forsterite со средней мощностью $\sim 0.25 \text{ Вт}$, генерирующий импульсы с длительностью $\sim 40 \text{ фс}$ и шириной спектра $\sim 400 \text{ см}^{-1}$ по полувысоте. Накачкой параметрического усилителя служило излучение второй гармоники Nd:YLF-лазера с длиной волны 527 нм , энергией до 1 Дж в импульсе длительностью 1.5–1.7 нс. Частота повторения импульсов была 2 Гц. Интенсивность излучения накачки на входе первого каскада параметрического усилителя имела близкое к однородному поперечное распределение и составляла величину $\sim 1 \text{ ГВт/см}^2$.

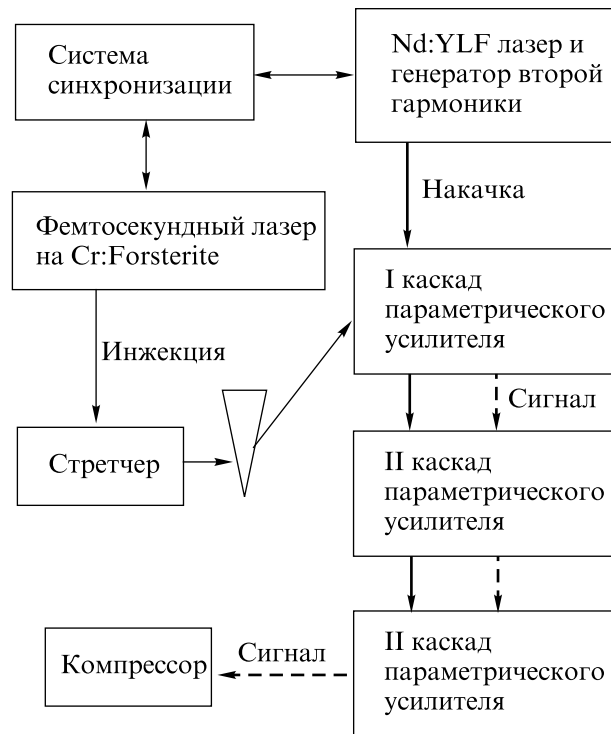


Рис.2. Принципиальная блок-схема экспериментальной установки

Двухступенчатая схема синхронизации [9] лазеров обеспечивала одновременное с точностью $\sim 50 \text{ пс}$ прохождение по нелинейным кристаллам импульсов накачки и усиливаемого излучения. Нелинейные элементы DKDP параметрического усилителя имели длину 70 мм , степень дейтерирования составляла 88.7%.

При возбуждении сигнала холостой волной существенно меняются требования к дисперсионной характеристике стретчера. В этом случае фаза усиленного сигнального импульса после компрессии определяется выражением $\Phi(\Omega) = \Phi_{\text{com}}(\omega_{10} + \Omega) - \Phi_{\text{str}}(\omega_{20} - \Omega)$ (ω_{10} и ω_{20} – центральные частоты сигнального и инжектируемого излучений, Ω – отстройка частоты от центральной). Из него следует, что квадратичная дисперсия всей системы будет равна нулю, если дисперсии второго порядка стретчера и компрессора одинаковы. Кубичная же дисперсия системы может обратиться в нуль только при противоположных знаках третьих производных фазовых набегов стретчера и компрессора. Проведенные расчеты показали, что этому требованию можно удовлетворить, если в качестве стретчера применить аналогичную компрессору систему с отрицательной квадратичной дисперсией, в которую установлены две призмы с одинаковыми углами при вершинах. При определенном выборе параметров такой системы можно не только в от-

носителю небольших пределах менять величину кубической дисперсии, как это было продемонстрировано в работе [10], но даже изменить знак этой дисперсии и, таким образом, точно скомпенсировать дисперсию компрессора вплоть до 4-го порядка включительно.

Стретчер с полосой пропускания 1000 см^{-1} , растягивающий 40 фс импульс инжектируемого излучения до длительности 0.5 нс по полувысоте, был создан на базе голографической дифракционной решетки с плотностью штрихов 1200 мм^{-1} и соответствующим образом изготовленных призм.

В использованной нами схеме возбуждения параметрического усилителя холостой волной спектральные составляющие сигнала с $\lambda_{10} \sim 910 \text{ нм}$ будут распространяться в одном направлении только в том случае, если направление распространения спектральных составляющих инжектируемого излучения будет меняться по определенному закону:

$$\mathbf{k}_2(\omega_{20} - \Omega) = \mathbf{k}_3 - \mathbf{z}_0 k_1(\omega_{10} + \Omega),$$

где \mathbf{k}_i – волновые векторы взаимодействующих волн, \mathbf{z}_0 – единичный вектор в направлении сигнальной волны. В эксперименте это достигалось за счет прохождения пучка инжектируемого холостого излучения через дисперсионную призму. Изображение этого пучка с выхода призмы транслировалось в первый каскад усилителя с помощью сужающего телескопа. Это позволяло уменьшить влияние расходимости излучения накачки на процесс усиления. Радиус возбуждающего инжектируемого пучка в кристалле составлял величину $\sim 1 \text{ мм}$.

Пучки накачки и сигнала подавались на вход второго каскада усилителя с помощью системы зеркал без изменения масштаба. С выхода второго каскада пучок сигнала транслировался на вход третьего каскада с четырехкратным увеличением, а пучок накачки – с уменьшением в 1.1 раза.

Для определения условий широкополосного усиления в кристалле DKDP были измерены зависимости углов синхронизма взаимодействующих волн от длины волны усиливаемого излучения. Для различных значений угла θ_3 между направлением волнового вектора накачки и осью кристалла были получены зависимости угла $\varphi_{13}(\lambda_2)$ между направлением пучка накачки и направлением синхронизма сигнала. Из рис.3 видно хорошее совпадение экспериментальных и теоретических кривых, рассчитанных с помощью соотношений Селмейера [7]. При оптимальном угле $\theta_{30} \sim 37^\circ$ перестройка длины волны инжектируемого излучения в исследованном диапазоне не меня-

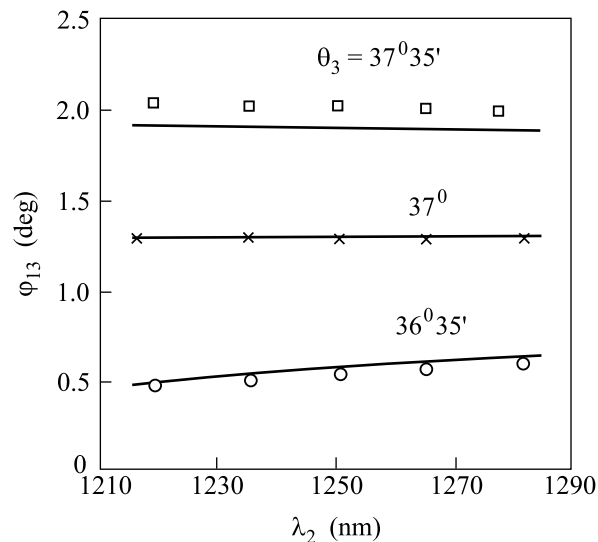


Рис.3. Теоретические (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости внешнего угла φ_{13} от λ_2 при различных θ_3

ет направления волнового вектора сигнала. Этот результат был также подтвержден при исследовании спектрально-углового распределения параметрической суперлюминесценции в диапазоне $\lambda_1 \sim 885\text{--}935 \text{ нм}$.

Исследовалось влияние величины углового чирпа инжектируемого излучения, создаваемого кварцевой призмой, на зависимость направления распространения спектральных составляющих усиленного в первом и втором каскадах сигнала от длины волны. Для этого пучок сигнала излу-



Рис.4. Спектр-диаграмма сигнала в критической плоскости в фокусе линзы $f = 406 \text{ мм}$: (а) – при коллимированном инжектируемом излучении, (б) – при оптимальном угловом чирпе

чения фокусировался на входную щель спектрометра, в плоскости выходной щели которого располага-

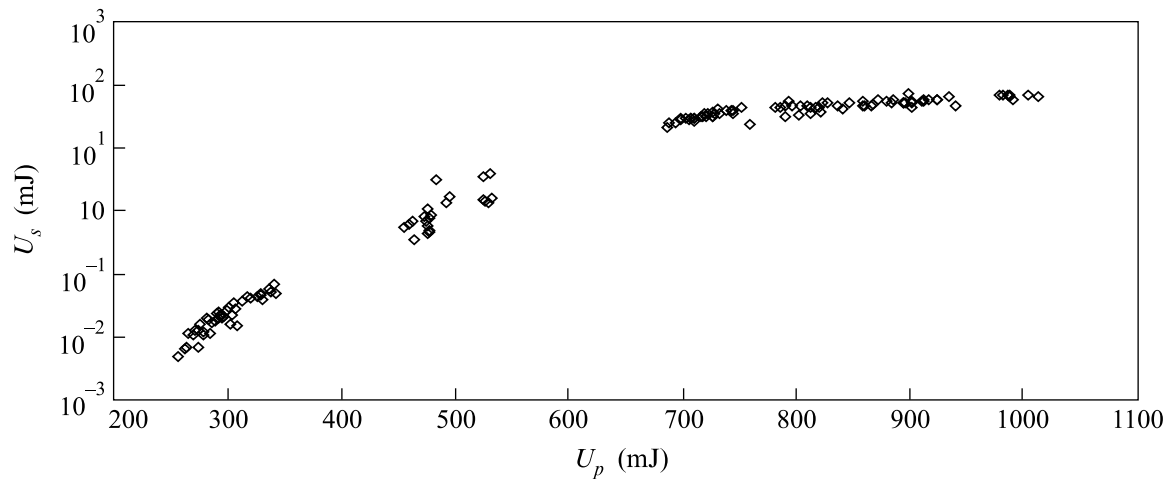


Рис.5. Зависимость энергии U_s сигнальных импульсов излучения после 3-го каскада усиления от энергии импульсов накачки U_p

лась ПЗС-камера. Таким образом мы измеряли зависимость направления усиленного сигнального излучения от его частоты (спектр-диаграмму сигнала) в главной плоскости. При коллимированном пучке инжектируемого излучения выходное сигнальное излучение имело частотно-зависимый угловой спектр (см. рис.4а), при постановке дисперсионной призмы под расчетным углом коллимированным становился пучок сигнального излучения [11]. При этом происходило существенное расширение спектра усиленного сигнала (см. рис.4б).

После третьего каскада усилителя при энергии импульсов накачки на входе в систему ~ 1 Дж энергия сигнальных импульсов достигала ~ 0.1 Дж и наступало насыщение усиления (см. рис.5). При этом из-за потерь на трассе энергия импульса накачки на входе третьего каскада усилителя была ~ 0.7 Дж и, соответственно, коэффициент преобразования энергии накачки в третьем каскаде составлял $\sim 15\%$. Это соответствует результатам численного моделирования работы усилителя с учетом относительного сноса пучков взаимодействующих волн.

Усиленный пучок на выходе второго каскада был близок к гауссовому с радиусом ~ 0.1 см и близкой к дифракционной расходимостью. После усиления в третьем каскаде он имел четкую внешнюю границу с диаметром ~ 0.8 см, соответствующим диаметру пучка накачки. Диаграмма направленности пучка сигнального излучения на выходе третьего каскада была симметрична и близка к диаграмме пучка с однородным распределением интенсивности и плоским фазовым фронтом (см. рис.6).

При коэффициентах усиления $\sim 10^8$ ширина спектра сигнального излучения заметно уменьша-

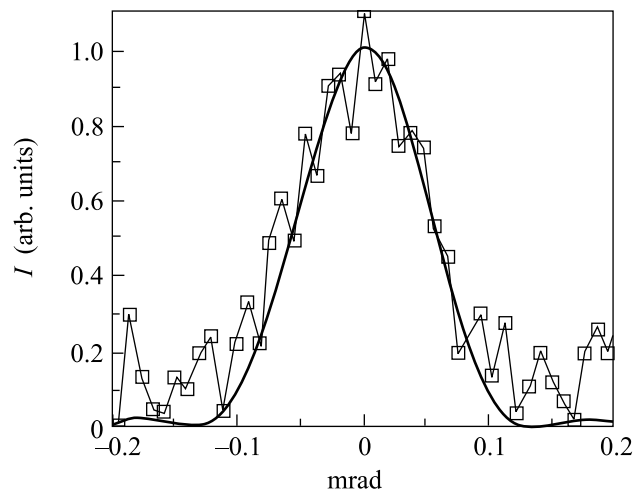


Рис.6. Диаграмма направленности пучка сигнального излучения I на выходе 3-го каскада усилителя (точки). Сплошная линия – теоретическая зависимость для пучка с диаметром 8 мм и однородным распределением интенсивности

ется, поскольку боковые частоты усиливаются в поле накачки меньшей интенсивности. Однако при растяжении импульса до 0.5 нс сужение спектра незначительно. Ширина спектра усиленного импульса была примерно на 30% меньше ширины спектра инжектируемого сигнала. При компрессии этого импульса без точной подстройки системы стретчер–компрессор были получены импульсы с длительностью ~ 80 фс.

Численное моделирование процесса параметрического усиления показывает, что при усилении до мультитераваттного и петаваттного уровня такое сужение спектра может быть в значительной степе-

ни скомпенсировано за счет эффекта “перенасыщения” [3]. При этом коэффициент преобразования по энергии импульса накачки увеличится до $\sim 25\text{--}30\%$.

Полученные экспериментальные результаты, а также результаты проведенного численного моделирования показывают, что при возбуждении параметрического усилителя на кристалле DKDP излучением холостой волны можно получать петаваттные импульсы с длительностью до 30–50 фс. Это потребует применения широкоапертурного нелинейного элемента из DKDP, а также импульсов излучения накачки с длительностью ~ 1.5 нс и энергией ~ 1 кДж на длине волны 527 нм. Работы в этом направлении ведутся совместно ИПФ РАН и РФЯЦ-ВНИИЭФ (г.Саров) на базе мощной установки на неодимовом фосфатном стекле ЛУЧ [12]. В ИПФ РАН изготовлены нелинейные элементы с поперечным сечением $\sim 10^2$ см² и начата подготовка к эксперименту по достижению мощности ~ 100 ТВт, а также к созданию элементов с сечением 10^3 см².

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 02-02-17474), Программой ведущих научных школ (грант # НШ-1625.2003.2), а также финансированием по программе Президиума РАН и по программе ОФН РАН.

1. А. Пискарскас, А. Стабинис, А. Янкаускас, УФН **150**, 127 (1986).
2. I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie et al., *Opt. Commun.* **144**, 125 (1997).
3. P. Matousek, B. Rus, and I. N. Ross, *IEEE J. Quantum Electron.* **36**, 158 (2000).
4. I. N. Ross, J. L. Collier, P. Matousek et al., *Appl. Opt.* **39**, 2422 (2000).
5. X. D. Yang, Z. Z. Xu, Y. X. Leng et al., *Opt. Lett.* **27**, 1135 (2002).
6. G. Freidman, N. Andreev, V. Ginzburg et al., in *Proc. SPIE*, **4630**, 135 (2002).
7. K. W. Kirby and L. G. DeShazer *JOSA B* **4**, 1072 (1987).
8. Z. Z. Xu, X. D. Yang, Y. X. Leng et al., *Chinese Opt. Lett.* **1**, 24 (2003).
9. Е. В. Катин, В. В. Ложкарев, О. В. Палашов, Е. А. Хазанов, *Квант. электрон.* **33**, 836 (2003).
10. S. Kane, J. Squier, J. V. Rudd, and G. Mourou, *Opt. Lett.* **19**, 1876 (1994).
11. G. Freidman, N. Andreev, V. Bepalov et al., in *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO-2002, Postdeadline Papers*, May 19–24, Long Beach, California, CPDA9-1 (2002).
12. N. N. Beznasyuk, I. V. Galakhov, S. G. Garanin et al., *XXVII European Conference on Laser Interaction with Matter ECLIM-2002*, Moscow, Russia, October 7–11. Book of Abstracts, 2002, p. 61.