

Исследование фазовой самосинхронизации импульсного трехканального голографического Nd:YAG-лазера на решетках усиления

Т.Т.Басиев, А.В.Гаврилов, В.В.Осико, С.Н.Сметанин, А.В.Федин

Экспериментально исследованы условия фазовой синхронизации трехканальной голографической лазерной Nd:YAG-системы на базе самонакачивающихся ОВФ-генераторов с тремя выходами излучения в виде гигантских моноимпульсов с энергией 100 мДж и длительностью 60 нс. Получена устойчивая от импульса к импульсу накачки фазовая самосинхронизация лазерной системы с частотой до 20 Гц. Продемонстрировано увеличение степени взаимной когерентности лазерных каналов до 0.87 путем выделения управляющего канала, который запускает генерацию в наборе управляемых каналов, генерирующих синхронно по времени лазерные моноимпульсы.

Ключевые слова: голографическая связь, контраст интерференции, многоканальная лазерная система, фазовая самосинхронизация.

Использование петлевых твердотельных лазеров с самообращением волнового фронта (самоОВФ) на голографических решетках усиления позволило получать мощные одномодовые импульсы с высоким качеством излучения и управляемой пространственно-временной формой. Исследования пассивной модуляции [1], а также самомодуляции добротности петлевых лазеров [2] показали, что пиковая мощность указанных лазеров в режиме генерации пугов наносекундных импульсов может достигать 20 МВт при средней мощности более 100 Вт [1]. Однако дальнейшее увеличение мощности лазерного излучения оказалось затруднено вследствие достижения предела лучевой стойкости лазерных сред.

Одним из наиболее эффективных путей снижения нагрузки на активные элементы при повышении выходной мощности нам представляется построение параллельных многоканальных лазерных систем. При этом для сохранения высокого качества излучения голографических лазеров и фазового согласования отдельных каналов обратная связь в каждом канале и межканальная связь во всей системе должны осуществляться на решетках усиления в активных лазерных средах.

В работе [3] нами предложен способ фазовой синхронизации оптически связанных лазеров на решетках усиления в активной среде, исследованы двухканальные лазерные системы на базе петлевых самоОВФ-генераторов и показана возможность их фазовой синхронизации с высокой степенью фазировки (до 0.9).

В настоящей работе мы исследовали возможность увеличения числа фазируемых каналов до трех при голо-

графической связи каждого лазерного канала с другими (дальнодействующий тип связи лазеров [4]). На рис.1 приведена оптическая схема лазерной системы. Фазовая синхронизация каналов и их оптическая голографическая связь осуществляются в среде общего активного элемента АЭ0 в результате шестиволнового взаимодействия излучения, направляемого из каналов генерации в АЭ0 с помощью системы поворотных зеркал. Кроме того, АЭ0, как и в двухканальной системе [3], выполняет функцию внутриканального усилителя. В отличие от двухканального лазера трехканальный лазер построен с разделным выводом излучений через оптические клинья ОК1 – ОК3. Выходные пучки излучения затем складывались на мишени в дальней зоне с помощью системы зеркал (на рис.1 не показана). Для уменьшения влияния обратного отражения встречных волн в каждом генераторе с 5% – 10% [3] до 0.1%, а также для снижения потерь излучения через открытый выход в АЭ1 – АЭ3, контраст невзаимных элементов НЭ1 – НЭ3 увеличили с 80 [3] до 200 путем использования вращателей Фарадея на основе редкоземельных (NdFeB) постоянных магнитов и магни-

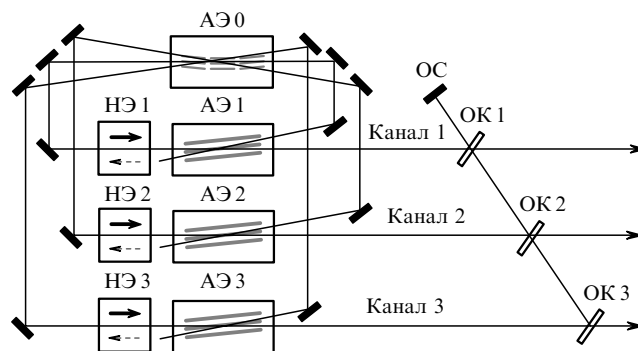


Рис.1. Оптическая схема трехканальной лазерной системы с фазовой синхронизацией петлевых лазерных Nd:YAG-генераторов с самоОВФ:

АЭ0 – общий активный элемент; АЭ1 – АЭ3 – активные лазерные элементы; НЭ1 – НЭ3 – невзаимные элементы; ОК1 – ОК3 – светоделители; ОС – опорное зеркало обратной связи.

Т.Т.Басиев, В.В.Осико. Научный центр лазерных материалов и технологий Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: basiev@lst.gpi.ru

А.В.Гаврилов, С.Н.Сметанин, А.В.Федин. Ковровская государственная технологическая академия им. В.А.Дегтярева, Россия, Владимирская обл., 601910 Ковров, ул. Маяковского, 19; e-mail: kanir@kc.ru

Поступила в редакцию 25 мая 2006 г., после доработки – 28 сентября 2006 г.

тооптического стекла марки FRG-25 с высоким значением постоянной Верде (0.111 мин/А).

Оптические клинья ОК 1–ОК 3 также разделяют излучение между каналами (стационарная оптическая связь), а при изменении угла падения на данный оптический клин можно изменять френелевский коэффициент отражения излучения и, следовательно, величину стационарной связи каналов генерации. В данной схеме он составлял 0.1 %, что оказалось достаточным при более высоком контрасте невзаимных элементов. Кроме того, в новой оптической схеме (рис.1) основным элементом обратной связи является не частично, как в [3], а полностью отражающее зеркало ОС. Поэтому в дальнейшем в качестве зеркала ОС использовался интерферометр Саньяка [2, 5], позволявший нам осуществлять эффективную пространственно-угловую селекцию излучения, повышать добротность как линейных [6], так и петлевых [1, 2, 5] резонаторов лазера, а также выделять ТЕМ₀₀-моду без внутррезонаторной диафрагмы.

Следует отметить, что моделирование динамики генерации многоканальной сфазированной голографической системы на решетках усиления с дальнедействующей голографической связью, выполненное нами в работе [7], показало следующее. Расстройка коэффициентов усиления в различных каналах может проявляться в сильном временном сдвиге генерируемых наносекундных импульсов. При равных относительных расстройках коэффициентов усиления по амплитуде поля между первым, наиболее сильным каналом и ближайшим по усилению вторым (управляемым) каналом, а также между управляемыми вторым и третьим каналами ($\Delta\alpha_{12} = \Delta\alpha_{23} = 0.003 \text{ см}^{-1}$) относительный временной сдвиг импульсов $\Delta\tau_{12}$ генерации первого и второго каналов ($\Delta\tau_{12}/\tau = 0.4$, где τ – длительность лазерного импульса) оказался больше сдвига импульсов $\Delta\tau_{23}$ для пары управляемых каналов ($\Delta\tau_{23}/\tau = 0.15$) в 2.7 раза. Возрастание $\Delta\tau_{12}$ и $\Delta\tau_{23}$ до длительности τ лазерных импульсов происходит при увеличении $\Delta\alpha_{12}$ до 0.017 см^{-1} и $\Delta\alpha_{23}$ до 0.055 см^{-1} , т. е. однопороходное усиление слабого сигнала в управляемых лазерных каналах может различаться в три раза ($e^{2 \times 0.055L} = 3$, где $L = 10 \text{ см}$ – длина активного элемента). В настоящей работе для экспериментального исследования условий фазовой синхронизации трехканальной лазерной системы мы выбирали такой активный элемент, чтобы усиление одного из каналов генерации было несколько больше, чем других, и делали этот канал управляющим по отношению к остальным (управляемым) лазерным каналам.

Экспериментальные исследования проводились на базе Nd:YAG-лазера с активными элементами $\varnothing 6.3 \times 100 \text{ мм}$ и максимальным усилением слабого сигнала не менее 80. Оптическая накачка осуществлялась четырехканальным блоком питания типа ГДН-13. Длительность импульса накачки составляла 250 мкс, его максимальная энергия достигала 63 Дж на каждый квантрон, а частоту следования импульсов накачки устанавливали равной 5 Гц.

Фазовую синхронизацию каждой пары каналов генерации, как и всей трехканальной лазерной системы, оценивали по интерференции пучков излучения в схеме опыта Юнга, для чего выходные пучки сводили в дальней зоне. Характерные фотографии полей интерференции выходных пучков, полученные с помощью прибора ТМ1010 на базе CCD-камеры в режиме накопления при

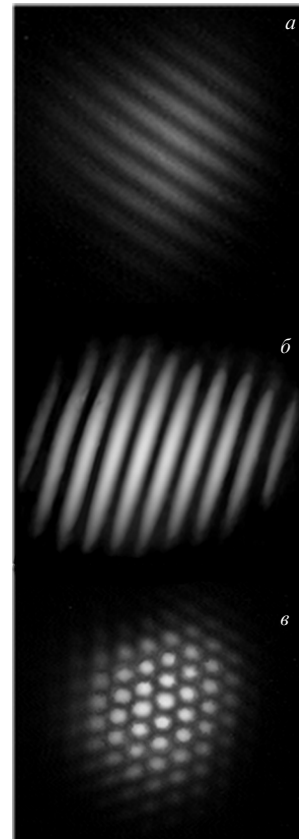


Рис.2. Фотографии поля интерференции выходных пучков сфазированного излучения: первого и второго (а), второго и третьего (б) и трех (в) каналов.

времени выдержки до 2 мин, представлены на рис.2. На рис.2,а показано поле интерференции пары выходных пучков первого и второго каналов, на рис.2,б – поле интерференции пары выходных пучков второго и третьего каналов, а на рис.2,в – поле интерференции всех трех выходных пучков лазерной системы.

Из рис.2 видно, что интерференционное поле во всех случаях устойчиво воспроизводится от импульса к импульсу, т. е. фаза решетки остается неизменной, что указывает на хорошую фазовую синхронизацию каналов генерации в импульсно-периодическом режиме. Увеличение частоты повторения импульсов накачки от 5 до 20 Гц без дополнительной подстройки резонаторов хотя и снижало выходные энергетические параметры лазерной системы на 30 % (усиление действия термооптических линз), однако не нарушало фазовой синхронизации каналов.

Исследование с помощью CCD-камеры контраста картины интерференции $V = (U_{\max} - U_{\min}) / (U_{\max} + U_{\min})$, где $U_{\max, \min}$ – плотности энергии в максимуме и минимуме интерференции, показало, что контраст интерференции излучения управляющего (первого) и управляемого (второго) лазерных каналов (рис.2,а) V_{12} составляет не более 0.5, как и в наших аналогичных экспериментах для двухканальной схемы [3]. При измерении временных параметров с помощью лавинного фотодиода ЛФД-2А и осциллографа Agilent 54641А было установлено (рис.3,а), что причиной невысокого значения V_{12} является опережение по времени выходным лазерным моноимпульсом управляющего канала синхронных лазерных моноимпульсов управляемых каналов. При этом указанный временной сдвиг выходных лазерных моноимпульсов $\Delta\tau_{12}$

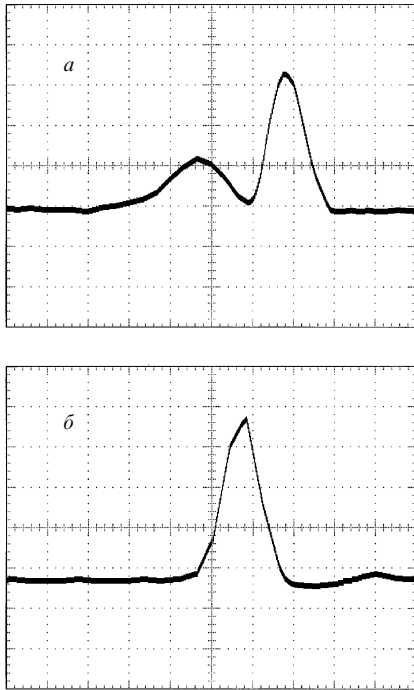


Рис.3. Осциллограммы импульсов излучения при отношении интенсивностей импульсов $I_2/I_1 \approx I_3/I_1 < 0.8$ (а) и $I_2/I_1 \approx I_3/I_1 > 0.8$ (б).

может изменяться от импульса к импульсу накачки в пределах 70–100 нс. Длительность выходных моноимпульсов системы τ составляла 60 нс и превышала длительность моноимпульса собственной генерации (40 нс) каждого лазерного канала в отдельности, когда остальные каналы были выключены. Это указывает на возникновение более длинного коллективного резонатора при сфазированной работе многоканальной лазерной системы [8]. Энергия лазерных моноимпульсов отдельных каналов генерации была примерно одинакова (около 120 мДж) при накачке импульсами с энергией 63 Дж на каждый квантрон и их частоте повторения 5 Гц.

Аналогичные исследования фазировки пары управляемых (второго и третьего) каналов в опыте Юнга показали, что поле их интерференции имеет более высокий контраст $V_{23} = 0.87$, близкий к максимальному (см. рис. 2,б), который при выравнивании интенсивностей моноимпульсов совпадал со значением степени взаимной когерентности γ_{23} , определяемой следующим образом. Используя метод, описанный в работах [9, 10], выражения для плотности энергии в области интерференции двух лазерных импульсов можем записать в виде

$$U_{ij} = \int_0^t \{ I_i g(t') + I_j g(t' - \Delta\tau_{ij}) + 2[I_i g(t') I_j g(t' - \Delta\tau_{ij})]^{1/2} \gamma_{ij} \cos \Delta\Phi_{ij} \} dt', \quad (1)$$

где I_i и I_j – относительные пиковые интенсивности i -го и j -го лазерных импульсов; $g(t)$ – форм-фактор временной огибающей импульса, нормированный на единичную амплитуду, который полагается гауссовым; $\Delta\Phi_{ij}$ – разность фаз интерферирующих волн. Тогда степень взаимной когерентности γ_{ij} (в случае ее постоянства во времени и при условии, что $\cos \Delta\Phi_{ij} = \pm 1$ соответственно в максимуме и минимуме интерференции) оценивается по кон-

трасту интерференционного поля и степени временной синхронизации [3] как

$$\gamma_{ij} = V_{ij}/f_{ij}, \quad (2)$$

где

$$f_{ij} = \frac{2 \int_0^t [I_i g(t') I_j g(t' - \Delta\tau_{ij})]^{1/2} dt'}{\int_0^t [I_i g(t') + I_j g(t' - \Delta\tau_{ij})] dt'} \approx \frac{2(I_i I_j)^{1/2}}{I_i + I_j} \exp[(-\Delta\tau_{ij}^2 \ln 2)/\tau^2] \quad (3)$$

– степень временной синхронизации, или степень взаимного перекрытия лазерных импульсов одинаковой длительности, сдвинутых во времени.

Полученный высокий контраст V_{23} можно объяснить тем, что лазерные импульсы управляемых каналов генерируются синхронно – на осциллограмме рис.3,а второй импульс является результатом наложения синхронных импульсов управляемых каналов друг на друга. Это подтверждает результаты численного моделирования [7], при котором в случае одинаковой расстройки усиления между первым и вторым, а также вторым и третьим каналами временной сдвиг между выходными лазерными импульсами управляемых (второго и третьего) каналов практически отсутствовал.

Для управления относительным временным сдвигом $\Delta\tau$ между импульсом генерации первого (управляющего) канала и импульсами второго и третьего (управляемых) каналов с помощью электронной линии задержки сдвигали время запуска импульсов накачки управляющего канала относительно синхронизированных импульсов накачки управляемых каналов в интервале 10–100 нс. При этом режим собственной генерации каждого управляемого канала изменяли от припорогового до близкого по интенсивности к режиму собственной генерации управляющего канала. На рис.4 приведена зависимость временного сдвига $\Delta\tau_{12}$ между выходными импульсами связанной генерации первого и второго каналов от отношения интенсивностей их собственной генерации. Аналогичная зависимость получена для связанной генерации первого и третьего каналов. Из рис.4 видно, что в случае припороговой интенсивности собственной генерации управляемых каналов временной сдвиг $\Delta\tau_{12}$, как и ранее, попадает в интервал 70–100 нс. По мере выравнивания интенсивностей импульсов излучения каналов относительный сдвиг $\Delta\tau_{12}$ уменьшается, и при отношении интен-

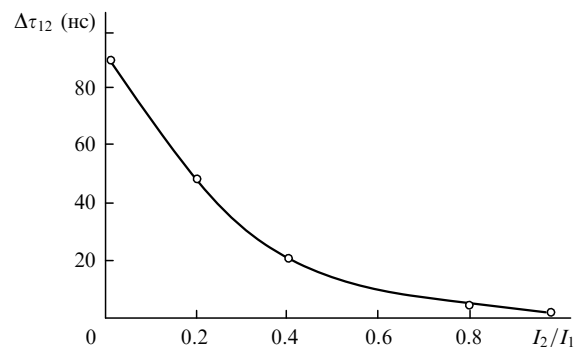


Рис.4. Зависимость временного сдвига $\Delta\tau_{12}$ между выходными импульсами связанной генерации первого и второго каналов от отношения интенсивностей I_2/I_1 их собственной генерации.

сивностей $I_2/I_1 = 0.8 - 1.0$ импульсы генерируются практически синхронно. Осциллограмма, соответствующая синхронной генерации импульсов всех трех каналов при отношении их интенсивностей $I_2/I_1 \approx I_3/I_1 > 0.8$, приведена на рис.3,б.

Поле интерференции трех пучков выходного излучения при синхронной генерации трех лазерных каналов в случае равных интенсивностей собственной генерации этих каналов, обеспеченных с помощью электронного управления задержками импульсов накачки, показано на рис.2,в. При этом контраст интерференционной картины каждого пучка с каждым $V_{12} \approx V_{23} \approx V_{13}$ не превышал ~ 0.55 . Тогда при полной временной синхронизации степень взаимной когерентности пар лазерных каналов согласно формуле (2) имеет такое же значение (~ 0.55). Однако при наличии временного сдвига между импульсами степень взаимной когерентности была большой даже для сдвинутых импульсов, т. к. при измеренных параметрах $\Delta\tau_{12} \approx 70$ нс и $V_{12} \approx 0.5$ формулы (2) и (3) дают $\gamma_{12} \approx 1$. Снижение взаимной когерентности пучков излучений может быть обусловлено тем, что при высокой эффективности собственной генерации управляемых лазерных каналов конкуренция между собственной генерацией управляемых (второго и третьего) каналов и излучением управляющего (первого) канала растет. В результате происходит снижение дифракционной эффективности решетки усиления, в первую очередь, в управляющем канале при полной временной синхронизации лазерной системы. С увеличением временного сдвига между импульсами управляющего и управляемых каналов решетки усиления записываются преимущественно излучением управляющего канала, и их дифракционная эффективность выше, чем у решеток, записанных собственным излучением управляемых каналов. Это приводит к преобладанию генерации на частоте управляющего канала, благодаря чему возрастает степень взаимной когерентности излучения лазерных каналов.

На рис.5 приведены характерные зависимости контраста интерференции V_{12} импульсов излучения первого и второго лазерных каналов, а также степени их временной (степени перекрытия импульсов f_{12} [3]) и частотной (степени взаимной когерентности γ_{12}) синхронизации от сдвига данных лазерных импульсов $\Delta\tau_{12}$. Видно, что при увеличении $\Delta\tau_{12}$ возрастает γ_{12} , но снижается f_{12} и, как следствие, уменьшается контраст интерференции V_{12} . При уменьшении $\Delta\tau_{12}$, хотя степень частотной синхронизации незначительно уменьшается, однако возрастает степень временной синхронизации. Поэтому при $\Delta\tau_{12} < 50$ нс наблюдается наибольший контраст картины интерференции управляющего (первого) и управляемого (второго) каналов $V_{12} \approx 0.55$, причем в крайней точке этого интервала ($\Delta\tau_{12} \approx 50$ нс) наибольшему значению V_{12} соответствует степень взаимной когерентности $\gamma_{12} \approx \gamma_{23} \lesssim 0.76$, что отвечает оптимальным степеням временной и частотной синхронизации трех лазерных каналов. При наибольшем сдвиге $\Delta\tau_{12} \approx 100$ нс степень взаимной когерентности $\gamma_{12} \approx \gamma_{23}$ возрастает до наибольшего значения, примерно равного 0.87.

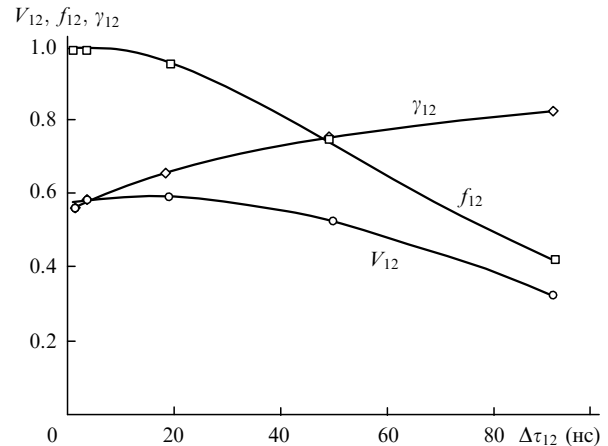


Рис.5. Зависимости контраста интерференции V_{12} выходных импульсов первого и второго каналов, а также степеней их временной (f_{12}) и частотной (γ_{12}) синхронизации от сдвига $\Delta\tau_{12}$ данных выходных лазерных импульсов.

Таким образом, в результате проведенных исследований получена устойчивая от импульса к импульсу накачки фазовая самосинхронизация трехканальной голографической лазерной Nd:YAG-системы на базе самонакачивающихся ОВФ-генераторов с частотой повторения импульсов до 20 Гц при энергии выходных импульсов каждого канала более 100 мДж и длительности отдельного импульса до 60 нс.

Рост степени взаимной когерентности излучения лазерных каналов до значения, близкого к единице, путем выделения управляющего канала, который запускает генерацию в наборе синхронно генерирующих управляемых каналов, свидетельствует об эффективности метода фазовой синхронизации на решетках усиления в активной лазерной среде и указывает на возможность дальнейшего увеличения числа фазуемых каналов генерации.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект РНП.2.1.1.9211) и гранта ISTC – EOARD № 2022 P.

1. Fedin A.V., Gavrilov A.V., Basiev T.T., et al. *Laser Phys.*, **9**, 433 (1999).
2. Fedin A.V., Kyalbieva S.A., Gavrilov A.V., Smetanin S.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4644**, 312 (2002).
3. Басиев Т.Т., Федин А.В., Гаврилов А.В. и др. *Квантовая электроника*, **33**, 659 (2003).
4. Бельдогин И.М., Золотарев М.В., Шинкарева И.В. *Квантовая электроника*, **24**, 424 (1997).
5. Басиев Т.Т., Федин А.В., Гаврилов А.В. и др. *Квантовая электроника*, **27**, 145 (1999).
6. Басиев Т.Т., Федин А.В., Гаврилов А.В. и др. *Докл. РАН*, **376**, 79 (1999).
7. Basiev T.T., Fedin A.V., Gavrilov A.V., et al. *Techn. Dig. Conf. on Lasers, Applications and Technologies* (St. Petersburg, Russia, 2005, p. 29).
8. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990).
9. Звелто О. *Принципы лазеров* (М.: Мир, 1984).
10. Basiev T.T., Fedin A.V., Osiko V.V., et al. *Laser Phys.*, **13**, 903 (2003).