

# Управление фазовой синхронизацией излучения в наборе лазеров с самонакачивающимися ОВФ-зеркалами на решетках усиления при использовании пассивного лазерного затвора

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

*Исследованы возможности управления сфазированной генерацией набора лазеров с самонакачивающимися ОВФ-зеркалами на решетках усиления с помощью пассивного лазерного затвора и подбора усиления в одном из лазеров. С помощью математического моделирования определены рабочие диапазоны упорядоченной лазерной генерации, хорошо согласующиеся с результатами эксперимента. Впервые экспериментально получена одномодовая генерация в виде цугов сфазированных импульсов в трехканальной дифракционно-связанной Nd : ИАГ-лазерной системе на решетках усиления с пассивным лазерным затвором на кристалле  $\text{LiF} : \text{F}_2^-$ , демонстрирующая одинаковую пространственно-временную картину излучения на длине волны 1.064 мкм в виде цугов наносекундных импульсов как в канале с затвором, так и в каналах без затвора с контрастом их интерференционной картины до 0.81.*

**Ключевые слова:** многоканальная лазерная система, фазовая синхронизация, пассивный лазерный затвор, контраст картины интерференции.

## 1. Введение

Создание мощных твердотельных лазеров на основе малоразмерных кристаллов представляет собой сложную научно-техническую задачу современной лазерной физики. Одно из возможных ее решений состоит в многоканальном принципе построения лазерной системы. При этом существует целый ряд проблем, связанных с необходимостью синхронизации и фазирования отдельных лазерных каналов, а также управления синтезированной пространственно-временной структурой многопучкового лазерного излучения [1].

В работе [2] нами было предложено фазировать дифракционно-связанные петлевые лазерные резонаторы [3, 4], обеспечивающие самокомпенсацию оптических искажений при ОВФ излучения на голографических решетках усиления. Были экспериментально реализованы сфазированные многоканальные голографические Nd : ИАГ-лазерные системы с дальнедействующей [5] и близкодействующей [6] связью на решетках усиления. В отличие от лазерной системы с дальнедействующей связью («каждый канал с каждым»), где число лазерных каналов ограничено из-за их оптической связи в одном общем активном элементе (АЭ), лазерная система с близкодействующей связью («связь соседних каналов») позволяет реализовать неограниченное масштабирование числа лазерных каналов, т. к. каждая пара соседних каналов здесь имеет свой связующий активный элемент. Однако контраст интерференционной картины двухканальной Nd : ИАГ-лазерной системы, работающей по такой схеме в режиме сво-

бодной генерации, не превышал 0.6 [6]. В то же время экспериментально обнаружено, что установка пассивного лазерного затвора (ПЛЗ) на кристалле  $\text{LiF} : \text{F}_2^-$  в данную лазерную систему приводит к увеличению контраста картины интерференции выходных лазерных пучков до 0.81 [7].

В настоящей работе исследованы возможности управления фазовой синхронизацией излучения в многоканальной Nd : ИАГ-лазерной системе с самонакачивающимися ОВФ-зеркалами на решетках усиления при установке пассивного лазерного затвора в один из лазерных каналов для обеспечения синхронного запуска всей системы.

## 2. Математическое моделирование кинетики лазерной генерации

Использовалась разработанная нами ранее точечная модель активной среды [6]. Аналогично записывалась точечная модель ПЛЗ. Материальное скоростное уравнение для коэффициента  $\mu$  резонансного поглощения ПЛЗ имеет вид [8]

$$\frac{d\mu}{dt} = -\frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{U_Q} \mu + \frac{\mu_0 - \mu}{\tau_Q}, \quad (1)$$

где  $\mu_0$  – начальный коэффициент резонансного поглощения ПЛЗ;  $U_Q$  – плотность энергии насыщения поглощения ПЛЗ;  $\tau_Q$  – время жизни верхнего рабочего уровня ПЛЗ;  $I_1 - I_4$  – интенсивности волн, взаимодействующих с ПЛЗ. Точечным параметром ПЛЗ является его оптическое пропускание

$$T = \exp(-\mu d - kd), \quad (2)$$

где  $k$  – коэффициент вредных потерь (нерезонансного поглощения и рассеяния) ПЛЗ;  $d$  – длина ПЛЗ ( $\ln(1/T)$  – полный инкремент потерь ПЛЗ,  $kd$  – инкремент вредных потерь ПЛЗ). В случае слабого сигнала  $\mu = \mu_0$ , тогда

Т.Т.Басиев. Институт 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: ssmetanin@bk.ru

начальным точечным параметром ПЛЗ является его начальное пропускание

$$T_0 = \exp(-\mu_0 d - kd). \quad (3)$$

На рис. 1 представлена оптическая схема исследуемой трехканальной голографической лазерной системы. Каждый лазерный канал представляет собой петлевой лазерный резонатор на самонакачивающемся ОВФ-зеркале в среде активного элемента. В каждом АЭ осуществляется шестиволновое взаимодействие, сочетающее в себе три процесса вырожденного четырехволнового смешения, на одном из которых осуществляется обратная связь для образования петлевого резонатора, а на двух других – межканальная дифракционная связь с соседними петлевыми резонаторами. Пассивный лазерный затвор, установленный в одном из лазерных каналов, синхронно запускает генерацию всех лазерных каналов в виде цугов гигантских наносекундных сфазированных импульсов излучения. В схеме предусмотрен линейный обмен излучением на опорном зеркале (ОЗ) путем соосного сложения излучений каждого лазерного канала с помощью светоделителей, обеспечивающих равное деление лазерного излучения по лазерным каналам, когда коэффициенты отражения светоделителей  $R_i = 1/i$ , где  $i$  – номер лазерного канала, в который ответвляет излучение светоделитель. Согласно этой оптической схеме определяются граничные условия модели кинетики лазерной генерации.

Нами было проведено численное моделирование при использовании в качестве АЭ среды ИАГ:  $\text{Nd}^{3+}$ , а в качестве ПЛЗ – среды  $\text{LiF}:\text{F}_2^-$ , для которых имеем [9, 10] следующие значения плотностей энергии насыщения и времен жизни верхних рабочих уровней:  $U_s = 0.53 \text{ Дж/см}^2$ ,  $\tau_s = 250 \text{ мкс}$  для АЭ и  $U_Q = 0.0029 \text{ Дж/см}^2$ ,  $\tau_Q = 55 \text{ нс}$  для ПЛЗ. Инкременты вредных потерь АЭ и ПЛЗ устанавливали равными 0.1.

Для определения условий дифракционно-связанной генерации трехканальной лазерной системы мы вводили в расчет расстройку инкрементов усиления соседних активных элементов (или лазерных каналов)

$$\Delta\alpha L = (\alpha_0^{(1)} - \alpha_0^{(2)})L = (\alpha_0^{(2)} - \alpha_0^{(3)})L,$$

где  $\alpha_0^{(i)}$  – коэффициент ненасыщенного усиления  $i$ -го АЭ;  $L$  – длина АЭ. На рис.2 представлены результаты ком-

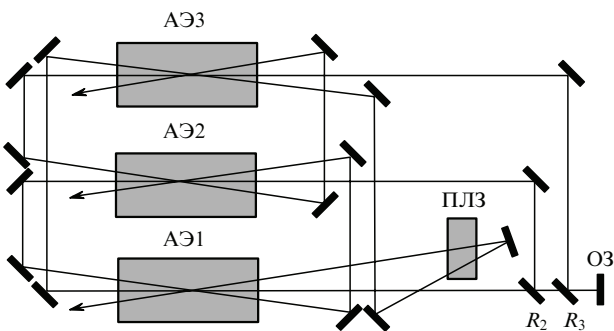


Рис.1. Оптическая схема исследуемой трехканальной голографической лазерной системы:

АЭ1, АЭ2 и АЭ3 – активные элементы первого, второго и третьего лазерных каналов; ПЛЗ – пассивный лазерный затвор, установленный в первом лазерном канале; ОЗ – опорное зеркало;  $R_2$  и  $R_3$  – коэффициенты отражения светоделителей ( $R_i = 1/i$ ).

пьютерного расчета кинетики генерации трехканальной лазерной системы с ПЛЗ в первом лазерном канале при  $\alpha_0^{(1)} = 4.4$ ,  $T_0 = 60\%$  и различных значениях расстройки инкрементов усиления соседних лазерных каналов.

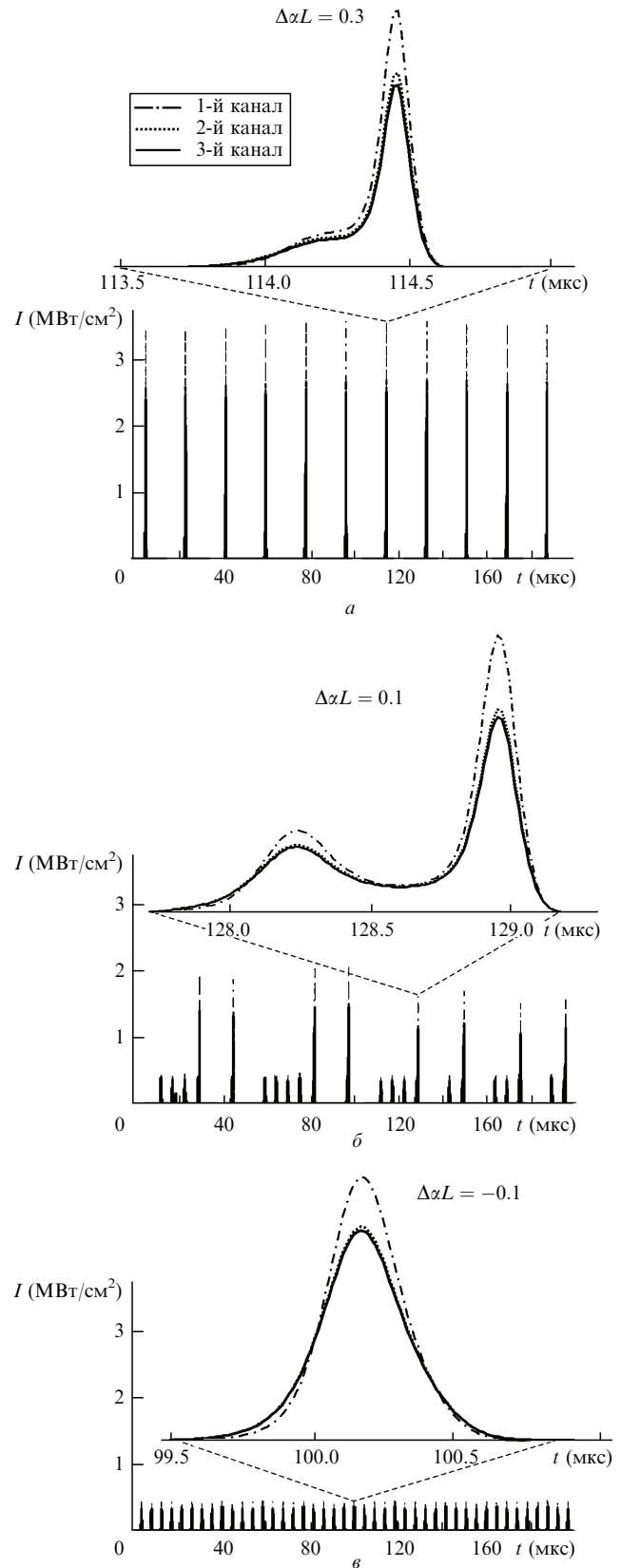


Рис.2. Результаты компьютерного расчета кинетики генерации трехканальной лазерной системы с ПЛЗ в первом лазерном канале при  $\Delta\alpha L = 0.3$  (а),  $0.1$  (б) и  $-0.1$  (в);  $\alpha_0^{(1)}L = 4.4$ ,  $T_0 = 60\%$ .

Хорошо известно, что для обеспечения модулированного режима генерации начальное пропускание ПЛЗ должно иметь достаточно низкое для срыва генерации в непросветленном состоянии значение, что и определяет верхнюю границу рабочего диапазона начальных пропусков ПЛЗ. Из рис.2 видно, что существует также нижняя граница диапазона начальных пропусков ПЛЗ, при которой наблюдается срыв упорядоченного режима генерации многоканальной лазерной системы. Видно, что при выбранных расстройках  $\Delta\alpha L$  выходные лазерные импульсы всех лазерных каналов генерируются синхронно, а импульсы второго и третьего лазерных каналов даже близки по интенсивности, однако изменение расстройки усиления приводит к изменению интенсивности и формы генерируемых лазерных импульсов. При этом наблюдается переход от режима пассивной модуляции добротности (при  $\Delta\alpha L = 0.3$ ) к режиму свободной генерации (при  $\Delta\alpha L = -0.1$ ) лазерных каналов, не зависящему от пассивного лазерного затвора. Напротив, при большой положительной расстройке ( $\Delta\alpha L = 0.3$ ) первый лазерный канал инжектирует свое модулированное излучение во все лазерные каналы, поэтому генерация оказывается сфазированной.

Из рис.2,а следует, что при большой расстройке усиления,  $\Delta\alpha L = 0.3$  ( $\alpha_0^{(1)}L = 4.4$ ,  $\alpha_0^{(2)}L = 4.1$ ,  $\alpha_0^{(3)}L = 3.8$ ), наблюдается наиболее упорядоченный режим модуляции добротности в виде цуга гигантских лазерных импульсов с интенсивностью  $\sim 4$  МВт/см<sup>2</sup>, длительностью  $\sim 100$  нс и периодом  $\sim 20$  мкс. Из рис.2,б следует, что уменьшение расстройки усиления до  $\Delta\alpha L = 0.1$  ( $\alpha_0^{(1)}L = 4.4$ ,  $\alpha_0^{(2)}L = 4.3$ ,  $\alpha_0^{(3)}L = 4.2$ ) приводит к нарушению упорядоченности режима лазерной генерации, что проявляется в разбросе интенсивностей и частот следования импульсов. При этом каждому гигантскому лазерному импульсу с интенсивностью  $1.5-2$  МВт/см<sup>2</sup> и длительностью  $150$  нс предшествуют несколько предварительных пиков свободной генерации с одинаковой ( $\sim 0.5$  МВт/см<sup>2</sup>) интенсивностью, длительностью  $\sim 200$  нс и периодом  $\sim 5$  мкс, число которых хаотически изменяется в промежутке между соседними гигантскими импульсами. Кроме того, гигантские импульсы не только уменьшаются по интенсивности, но и следуют с меньшей частотой и имеют худшую стабильность генерации.

На рис.2,в, полученном при уменьшении расстройки усиления в отрицательную сторону до  $\Delta\alpha L = -0.1$  ( $\alpha_0^{(1)}L = 4.4$ ,  $\alpha_0^{(2)}L = 4.5$ ,  $\alpha_0^{(3)}L = 4.6$ ), т.е. когда управляющий первый лазерный канал (с ПЛЗ) имеет меньшее усиление, чем каналы без ПЛЗ, наблюдается полное отсутствие гигантских импульсов. Генерируются только пички свободной генерации с интенсивностью около  $0.5$  МВт/см<sup>2</sup>, длительностью  $\sim 200$  нс и периодом  $\sim 5$  мкс, характерные для отдельных лазерных каналов без ПЛЗ.

Проведенные расчеты позволили определить рабочий диапазон расстроек инкрементов усиления, соответствующий установлению полностью упорядоченного и сфазированного режима дифракционно-связанной генерации, который составил  $(\Delta\alpha L)_Q \geq 0.3$  для  $T_0 = 60\%$ . Можно сделать вывод, что полностью упорядоченный режим генерации при использовании ПЛЗ с  $T_0 = 60\%$  наблюдается в случае увеличения усиления АЭ первого канала по сравнению с таковым для других АЭ до значения, компенсирующего начальные потери ПЛЗ (их инкремент равен  $\ln(1/T_0) \approx 0.5$ ). Моделирование лазерной генерации при использовании оптически более плотных

ПЛЗ подтвердило данный вывод, т.к. при уменьшении начального пропускания ПЛЗ увеличивалось нижнее значение рабочего диапазона  $(\Delta\alpha L)_Q$ . Так, при  $T_0 = 40\%$  ( $\ln(1/T_0) \approx 0.9$ ) имеем  $(\Delta\alpha L)_Q \geq 0.5$ , а при  $T_0 = 20\%$  ( $\ln(1/T_0) \approx 1.6$ ) диапазон  $(\Delta\alpha L)_Q \geq 1.0$ .

Дополнительные расчеты показали, что расстройка усиления ( $\alpha_0^{(2)} - \alpha_0^{(3)}$ ) второго и третьего каналов (без ПЛЗ) слабо влияет на режим генерации многоканальной лазерной системы. Оказывается, что описанные выше режимы генерации (см.рис.2) в основном определяются расстройкой усиления или потерь между первым каналом и другими, т.е. можно принять  $\Delta\alpha = \alpha_0^{(1)} - \alpha_0^{(2)}$ , тогда как расстройка  $\alpha_0^{(2)}$  и  $\alpha_0^{(3)}$  может быть любой, а не только равной  $\Delta\alpha$ , и мы получим кинетику, близкую к представленной на рис.2.

### 3. Экспериментальные исследования возможности управления сфазированным режимом лазерной генерации

Мы экспериментально исследовали собранную по схеме рис.1 трехканальную Nd:ИАГ-лазерную систему, работающую на длине волны  $1.064$  мкм. Использовались квантроны типа К301В с эллиптическими зеркальными отражателями, АЭ размером  $\varnothing 6.3 \times 100$  мм и импульсной ламповой накачкой с энергией  $63$  Дж при длительности  $200$  мкс и частоте следования  $5$  Гц. Применялись ПЛЗ на кристаллах LiF:F<sup>-</sup> с начальным пропусканием  $T_0 = 20\%$ ,  $40\%$  и  $60\%$ . В первый лазерный канал был установлен АЭ с наибольшим (около  $80$ ) усилением слабого сигнала, что соответствует инкременту усиления  $\alpha_0^{(1)}L \approx 4.4$ , использованному нами при моделировании. Во втором и третьем лазерных каналах использовались АЭ с меньшим (около  $55$  и  $50$  соответственно) усилением слабого сигнала ( $\alpha_0^{(2)}L \approx 4.0$  и  $\alpha_0^{(3)}L \approx 3.9$ ), т.е. между первым и вторым лазерными каналами обеспечивалась расстройка инкрементов усиления  $\Delta\alpha L \approx 0.4$ . Для обеспечения равного деления энергии лазерного излучения по каналам генерации светоделители имели следующие коэффициенты отражения:  $R_2 = 1/2$  для второго канала и  $R_3 = 1/3$  для третьего канала ( $R_i = 1/i$ ). Между светоделителями и опорным зеркалом (см. рис.1) устанавливалась апертурная диафрагма диаметром  $3.5$  мм [2], служащая для выделения основной моды генерации и обеспечения соосного сложения пучков генерации лазерных каналов в области опорного зеркала.

Временная картина генерации лазерной системы измерялась с помощью лавинного фотодиода ЛФД-2А, подключенного к осциллографу Agilent 54641А, энергетические параметры измерялись прибором Ophir. Картина интерференции выходных пучков излучения лазерных каналов регистрировалась с помощью ССD-камеры. Контраст картины интерференции  $V$  определялся по формуле  $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ , где  $I_{\max, \min}$  – максимум и минимум интенсивности в картине интерференции.

Мы исследовали особенности фазовой синхронизации одномодовых пучков излучения второго и третьего лазерных каналов (без ПЛЗ) при установке ПЛЗ с различным начальным пропусканием в первый лазерный канал. На рис.3 представлены результаты регистрации осциллограмм и интерферограмм для второго и третьего лазерных каналов.

Из рис.3 видно, что уменьшение начального пропускания ПЛЗ с  $60\%$  до  $20\%$  приводит к срыву режима

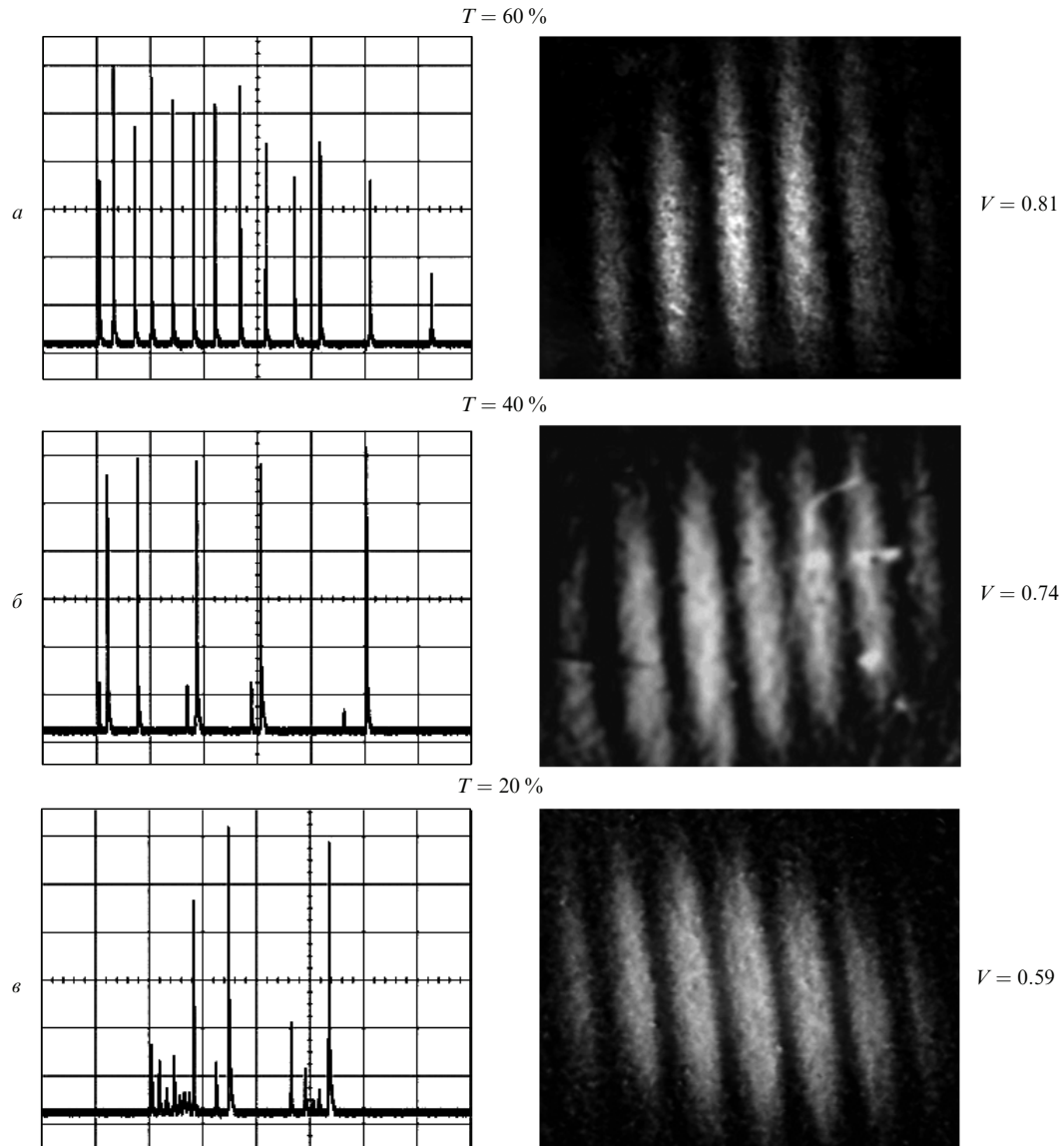


Рис.3. Результаты регистрации осциллограмм (левая колонка) и интерферограмм второго и третьего лазерных каналов (правая колонка) при  $T_0 = 60\%$  (а),  $40\%$  (б) и  $20\%$  (в).

генерации пуга гигантских лазерных импульсов, вызванных использованием ПЛЗ, и переходу к свободной лазерной генерации в хаотичном пиковом режиме, что хорошо согласуется с приведенными результатами расчета кинетики генерации (см. рис.2), т. к. реализованная расстройка усиления  $\Delta\alpha L \approx 0.4$  при  $T_0 = 60\%$  удовлетворяет расчетному рабочему диапазону упорядоченной генерации  $(\alpha L)_Q \geq 0.3$ , при  $T_0 = 40\%$  находится вблизи нижней границы соответствующего рабочего диапазона  $(\alpha L)_Q \geq 0.5$ , а при  $T_0 = 20\%$  – вне рабочего диапазона  $(\alpha L)_Q \geq 1.0$ . При этом уменьшение  $T_0$  приводит также к уменьшению контраста картины интерференции выходных лазерных пучков с 0.81 до 0.59, причем последнее значение близко к таковому при свободной генерации лазерной системы без ПЛЗ, равному 0.51 [6].

В случае  $T_0 = 60\%$  энергии всех трех выходных лазерных пучков были близки, а суммарная энергия выходного одномодового лазерного излучения достигала 0.5 Дж, что соответствует КПД генерации 0.26%. При этом контраст картины интерференции был высок не только для второго и третьего лазерных каналов, но и для пер-

вого лазерного канала с другими. На рис.4 представлена характерная картина интерференции всех трех выходных лазерных пучков при  $T_0 = 60\%$ , демонстрирующая сфазированную работу всей лазерной системы с  $V > 0.8$ . Уменьшение начального пропускания ПЛЗ приводило к увеличению энергии одномодового излучения второго и третьего лазерных каналов по отношению к энергии излучения первого лазерного канала, что обуславливало большее снижение контраста картины интерференции между первым лазерным каналом и другими, чем между вторым и третьим каналами. Суммарная энергия выходного одномодового лазерного излучения уменьшалась, и при  $T_0 = 20\%$  она не превышала 0.3 Дж, причем на первый канал приходилось только около 20% энергии, тогда как на другие – по 40%. Меньшая энергия излучения первого лазерного канала обусловлена потерями в оптически плотном ПЛЗ.

Таким образом, экспериментальные результаты подтверждают вывод о том, что для обеспечения сфазированного и упорядоченного режима лазерной генерации с высоким контрастом картины интерференции лазерных

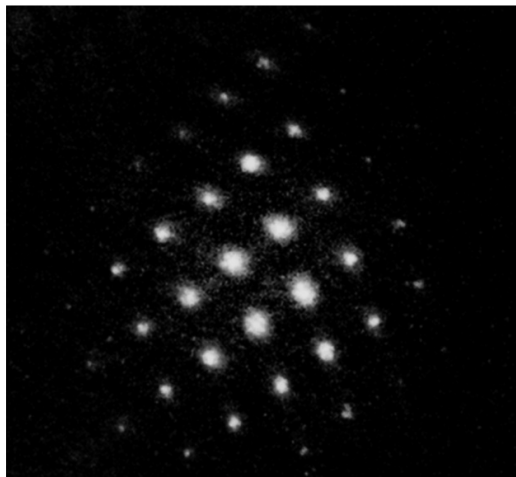


Рис.4. Характерная картина интерференции всех трех выходных лазерных пучков при  $T_0 = 60\%$  с контрастом интерференции более 0.8.

пучков при уменьшении начального пропускания ПЛЗ необходимо увеличивать усиление первого лазерного канала по сравнению с лазерными каналами без ПЛЗ, чтобы скомпенсировать потери в затворах. Использование градиентно окрашенного ПЛЗ [4] позволит плавно управлять режимом сфазированной генерации путем изменения начального пропускания ПЛЗ и подстройки уровня накачки первого лазерного канала.

#### 4. Заключение

Таким образом, исследованы возможности управления фазовой синхронизацией излучения в голографической трехканальной Nd:ИАГ-лазерной системе при установке ПЛЗ в один из лазерных каналов для обеспечения синхронного запуска всей многоканальной лазерной системы.

С помощью математического моделирования определены рабочие диапазоны упорядоченной лазерной генерации, хорошо согласующиеся с результатами экспе-

римента. Установлено, что упорядоченный и сфазированный режим дифракционно-связанной лазерной генерации наблюдается при увеличении усиления активного элемента первого канала (с пассивным лазерным затвором) по сравнению с таковым для активных элементов других каналов (без затвора) до значения, компенсирующего начальные потери ПЛЗ.

Впервые экспериментально получена сфазированная одномодовая генерация трехканальной дифракционно-связанной Nd:ИАГ-лазерной системы на решетках усиления с пассивным лазерным затвором на кристаллах  $\text{LiF:F}_2^-$  с различным начальным пропусканием, демонстрирующая одинаковую пространственно-временную картину излучения на длине волны 1.064 мкм в виде пиков наносекундных импульсов как в канале с затвором, так и в каналах без затвора с контрастом их интерференции до 0.81 и суммарной энергией выходного одномодового лазерного излучения до 0.5 Дж.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект РНП.2.1.1/3838) и РФФИ (грант № 09-02-99023).

1. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990).
2. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Осико В.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **33**, 659 (2003)
3. Бельдогин И.М., Беренберг В.А., Васильев А.Е. и др. *Квантовая электроника*, **16**, 1142 (1989).
4. Федин А.В., Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Сметанин С.Н. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 1909 (1999).
5. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Осико В.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **37**, 143 (2007).
6. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Осико В.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **39**, 31 (2009).
7. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Докл. РАН*, **430**, 321 (2010).
8. Тарасов Л.В. *Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения* (М.: Радио и связь, 1981).
9. Зверев Г.Н., Голяев Ю.Д., Шалаев Е.А., Шокин А.А. *Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом* (М.: Радио и связь, 1985).
10. Басиев Т.Т., Зверев П.Г., Папашвили А.Г., Федоров В.В. *Квантовая электроника*, **24**, 591 (1997).