

АППАРАТУРА И МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК (519.71+519.67): 535.14

И.В. Измайлов, М.М. Макогон*, Б.Н. Пойзнер, В.О. Раводин

Двухканальная лазерная система со стабилизацией интервала между импульсами излучения: результаты моделирования

Томский государственный университет,
*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 18.11.2002 г.

Решение ряда задач спектроскопии и дистанционного зондирования атмосферы требует использования двухканальных систем, генерирующих импульсы излучения различной длины волны с минимальным временным рассогласованием ΔT их появления. Для достижения этой цели предлагается совместно управлять добротностью резонаторов лазеров с помощью плавной положительной перекрестной обратной связи. По данным компьютерного моделирования такая связь обеспечивает величину ΔT порядка долей наносекунды. Определена степень влияния параметров лазерной системы на величину рассогласования ΔT .

Введение

Данная работа является продолжением исследований путей повышения согласованности генерации импульсов излучения двухканальной лазерной системы (ДЛС) с помощью компьютерного моделирования. Мерой нарушения синхронности импульсов служит временное рассогласование ΔT между моментами достижения максимумов интенсивности излучения.

Как известно, для управления работой таких систем и, в частности, бихроматическим лазером обычно используется электрооптическая модуляция добротности с фотоэлектрической перекрестной обратной связью, которая позволяет в определенных рамках «привязать» генерацию импульсов друг к другу. Однако добиться полного совпадения импульсов на достаточно длинном интервале времени работы (десять минут), как правило, не удается: импульсы «расходятся», и средний временной интервал между их максимумами составляет $1/3-1/4$ от их длительности.

Вычислительные эксперименты, предпринятые авторами ранее, привели, в частности, к выводу о том, что наибольший вклад в рассогласование импульсов генерации вносит нестабильность уровня накачки. Показано также, что можно управлять синхронностью работы каналов излучателя, изменяя рабочую точку. В качестве одного из вариантов минимизации величины ΔT предлагалось совершенствование принципов и систем управления электрооптическими затворами бигармонического излучателя [1]. Результаты, полученные в ходе анализа новых вариантов управления, излагаются ниже.

Модель двухканальной лазерной системы

Как и ранее, исследуется работа двухканального бихроматического излучателя [2]. Конструктивно он

состоит из двух каналов – однотипных лазеров на алюминате иттрия с длинами резонаторов 850 мм, охваченных перекрестной положительной обратной связью (ПОС), рис. 1.

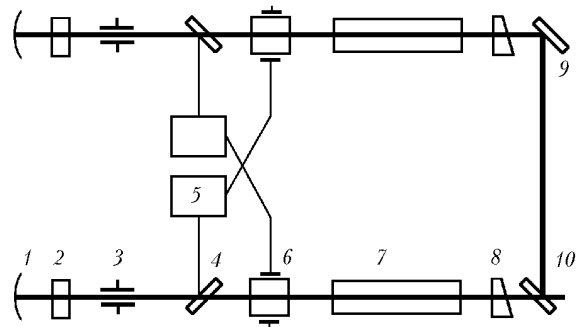


Рис. 1. Блок-схема бихроматического излучателя: 1 – «Глухие» сферические зеркала ($F = 1000$ мм); 2 – эталоны Фабри–Перо для перестройки длины волны; 3 – диафрагмы для выделения осевых мод (диаметр 1,75 мм); 4 – поляризационные зеркала для отвода управляющего излучения; 5 – управляющие системы; 6 – электрооптические модуляторы добротности (затворы) на основе танталата лития; 7 – активные лазерные элементы (алюминат иттрия, $\lambda_0 = 1064$ нм); 8 – плоские полупрозрачные зеркала; 9, 10 – плоские зеркала для сведения двух пучков в один

Она призвана минимизировать интервал ΔT между максимумами импульсов этих лазеров. Влияние перекрестной обратной связи на ход процессов в лазерах обеспечивается фотоэлектрическим управлением пропускания затвора в первом лазере в зависимости от интенсивности излучения второго лазера и наоборот.

Ранее мы аппроксимировали изменение пропускания S_i электрооптического затвора в i -м лазере как функцию интенсивности q_j излучения j -го лазера, достигающей последовательно двух пороговых значений срабатывания системы управления затвором i -го

лазера P_{1i} , P_{2i} , кусочно-линейной функцией (изображена в [1, рис. 2]), учитывающей инерционность работы управляющих систем 5 (см. рис. 1). Вследствие работы ПОС достигалось ускорение развития генерации в «отстающем» лазере, и тем самым сокращался интервал времени ΔT . Эта двухступенчатая система управления пропуском затворов имеет две характерные особенности. Во-первых, влияние интенсивности излучения лазеров на величину S_i имеет место не более четырех раз за цикл генерации пары импульсов и носит характер кратковременного переключения. Во-вторых, отсутствует возможность оперативно (в процессе генерации) управлять скоростью открывания затворов. По мнению авторов, возможности минимизации ΔT можно расширить за счет увеличения количества ступеней в системе управления. Поэтому в качестве альтернативы двухступенчатой системе предлагается система непрерывного (бесступенчатого) управления затворами 6 (см. рис. 1). Очевидно, система непрерывного управления соответствует случаю неограниченного количества ступеней.

Чтобы реализовать режим модуляции добротности, необходимо, как минимум, гарантировать открытие затворов, например исключив саму возможность уменьшения их пропускания, т.е. создать *положительную* обратную связь. А чтобы синхронизовать импульсы излучения лазеров, требуется предусмотреть регулировку скорости открывания затворов, поскольку возможность их закрывать сознательно исключена. Этим минимальным требованиям отвечает система непрерывного управления затворами, структурная схема которой изображена на рис. 2. Ее эффективность предстояло выяснить в вычислительном эксперименте.

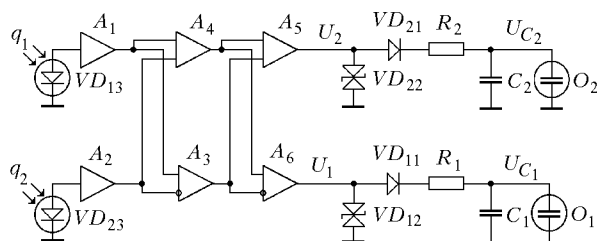


Рис. 2. Эквивалентная схема устройства непрерывного управления электрооптическими затворами в бихроматическом лазере: A_i – усилители; VD_{i1} – диоды; VD_{i2} – двунаправленные стабилитроны; VD_{i3} – приемные фотодиоды; R_i – резисторы; C_i – конденсаторы; O_i – электрооптические затворы

Излучение лазеров, интенсивность которых определяется числом фотонов q_i в объеме моды, преобразуется фотоприемниками VD_{13} , VD_{23} в электрическое напряжение. Оно усиливается предварительными усилителями A_1 и A_2 с коэффициентами усиления K_1 и K_2 , затем сигналы с их выходов поступают на суммирующий A_4 и дифференциальный A_3 усилители с коэффициентами усиления K_4 и K_3 соответственно. Далее суммарный сигнал с выхода A_4 подается на сумматор A_5 и на неинвертирующий вход дифференциального усилителя A_6 с коэффициентами усиления

K_5 и K_6 соответственно. Разностный сигнал с выхода A_3 поступает на A_5 и на инвертирующий вход A_6 . Впоследствии напряжение U_1 (U_2) с A_6 (A_5) через выпрямительный диод VD_{11} (VD_{21}) и сопротивление R_1 (R_2) заряжает конденсатор C_1 (C_2), напряжение U_{C_1} (U_{C_2}) на котором и управляет пропуском S_1 (S_2) затворов в первом (втором) лазере.

Двунаправленные стабилитроны VD_{i2} с напряжением стабилизации $U_{C_{max}}$ символизируют ограничение коэффициентов усиления в усилителях A_5 и A_6 при больших амплитудах сигнала, вызываемое, например, ограниченностью (сверху) напряжения питания. В остальном усилители A_i считаются идеальными. Величины $R_i C_i$ характеризуют общую инерционность системы управления пропуском затворов, причем величины C_i учитывают также и электрическую емкость самих затворов. Предполагается, что S_i линейно зависит от U_{C_i} , а перед началом цикла генерации $U_{C_i} = 0$, $S_i = S s_i$, т.е.

$$S_i(t) = S s_i + (S f_i - S s_i) U_{C_i}(t) / U_{C_{max}}, \quad (1)$$

где $S f_i$ – значение пропускания, когда затворы максимально открыты, что достигается при $U_{C_i}(t) = U_{C_{max}}$.

Динамика напряжений $U_{C_i}(t)$ на конденсаторах, определяющая согласно (1) изменение пропускания $S_i(t)$ затворов, описывается следующими уравнениями и соотношениями для напряжений U'_i на выходе идеальных ненагруженных усилителей A_5 , A_6 и для напряжений U_i на выходе тех же усилителей, чья неидеальность учитывается наличием стабилитронов:

$$U'_1 = K_6 [K_4 (K_1 q_1 + K_2 q_2) - K_3 (K_1 q_1 - K_2 q_2)],$$

$$U'_2 = K_5 [K_4 (K_1 q_1 + K_2 q_2) + K_3 (K_1 q_1 - K_2 q_2)],$$

$$U_i = U'_i \text{ при } |U'_i| < U_{C_{max}},$$

$$U_i = \text{sign}(U'_i) U_{C_{max}} \text{ при } |U'_i| \geq U_{C_{max}},$$

$$dU_{C_i}(t) / dt = [U_i - U_{C_i}(t)] / R_i C_i \text{ при } U_i > U_{C_i},$$

$$dU_{C_i}(t) / dt = 0 \text{ при } U_i \leq U_{C_i}. \quad (2a)$$

Замысел плавной перекрестной положительной обратной связи (ПППОС) изложен выше и воплощен в системе рис. 2, процессы в которой описывают уравнения (1), (2a). Согласно ему суммарный сигнал $K_4(K_1 q_1 + K_2 q_2)$ с выхода A_4 обеспечивает некий начальный темп открывания затворов. Причем темп одинаков для обоих каналов, когда $K_5 = K_6$ и $R_1 C_1 = R_2 C_2$. Очевидно, что сигнал $K_4(K_1 q_1 + K_2 q_2)$ с выхода A_4 содержит в себе слагаемые $K_4 K_1 q_1$ ($K_4 K_2 q_2$) и $K_4 K_2 q_2$ ($K_4 K_1 q_1$), соответствующие *положительной* и *перекрестной положительной* обратной связи по отношению к первому (второму) каналу ДЛС.

Разностный сигнал $K_3(K_1 q_1 - K_2 q_2)$ с выхода A_3 способен увеличивать этот темп в одном из лазеров и уменьшать вплоть до нуля в другом. При этом открытие затворов гарантировано тем, что благодаря диодам VD_{11} , VD_{21} исключена возможность уменьшения

их пропускания (возможность разрядки конденсаторов). В свою очередь, регулирование темпа открывания затворов должно обеспечить синхронизацию импульсов. Это регулирование снижает темп открывания затвора того лазера, *интенсивность* излучения которого *выше*. Поэтому применительно к такому лазеру правомерно говорить об *отрицательной* обратной связи, но на фоне общей положительной обратной связи. Но по отношению к лазеру, интенсивность излучения которого *ниже*, можно говорить о *дополнительной положительной* обратной связи.

Указанная квалификация слагаемых в двух первых соотношениях (2а) достаточно условна. Действительно, если соотношения для напряжений U'_i на выходе идеальных ненагруженных усилителей A_5, A_6 переписать в виде

$$U'_1 = K_6 [K_1(K_4 - K_3)q_1 + K_2(K_4 + K_3)q_2],$$

$$U'_2 = K_5 [K_1(K_4 + K_3)q_1 + K_2(K_4 - K_3)q_2], \quad (26)$$

то очевидно, что слагаемое $K_2(K_4 + K_3)q_2$ ($K_1(K_4 + K_3)q_1$) соответствует *перекрестной положительной* обратной связи по отношению к первому (второму) каналу ДЛС. А слагаемое $K_1(K_4 - K_3)q_1$ ($K_2(K_4 - K_3)q_2$) при $K_4 - K_3 < 0$ соответствует *отрицательной* обратной связи по отношению к первому (второму) каналу ДЛС.

Как уже говорилось, система управления на рис. 2 характерна тем, что темп открывания каждого из затворов обусловлен взвешенной суммой $K_1q_1 + K_2q_2$ интенсивностей излучения в обоих каналах. Тем самым реализуется *перекрестная положительная* обратная связь. Возможен ли иной вариант системы управления? По нашему мнению, он может иметь вид, показанный на рис. 3. Этот вариант отличается тем, что темп открывания затворов в первом (втором) канале определяется величиной $K_7K_1q_1$ ($K_8K_2q_2$), т.е. интенсивностью излучения q_1 (q_2). Тем самым реализуется *положительная* (но не *перекрестная*!) обратная связь.

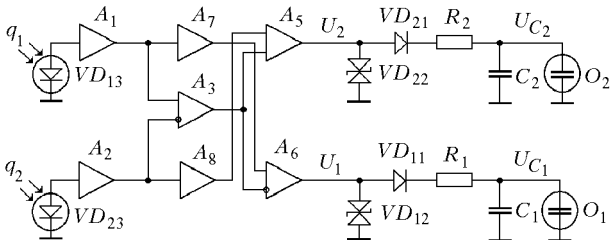


Рис. 3. Эквивалентная схема альтернативного устройства непрерывного управления электрооптическими затворами в бихроматическом лазере. Обозначения см. рис. 2

Для упрощения сопоставления результатов моделирования систем коэффициенты усиления усилителей A_7 и A_8 принимаются равными $2K_4$. Это связано с тем, что в первом варианте системы (см. рис. 2) на сумматор K_4 подаются два сигнала, которые им суммируются. Во втором же варианте системы (см. рис. 3) блоки A_7, A_8 имеют только один вход, причем величина сигнала на этом входе соответствует величине

сигнала на *каждом* из входов усилителя A_4 в первом варианте системы управления. Соответствующие соотношения для напряжений U'_i на выходе идеальных ненагруженных усилителей A_5, A_6 приведены ниже:

$$U'_1 = K_6 [2K_4K_1q_1 - K_3 (K_1q_1 - K_2q_2)] =$$

$$= K_6 [K_1(2K_4 - K_3)q_1 + K_3K_2q_2],$$

$$U'_2 = K_5 [2K_4K_2q_2 + K_3 (K_1q_1 - K_2q_2)] =$$

$$= K_5 [K_2(2K_4 - K_3)q_2 + K_3K_1q_1].$$

Примем во внимание зависимость пропускания затворов $S_i(t)$ от напряжения U_{C_i} , выражаемую соотношением (1), и уравнение (2а), описывающее динамику U_{C_i} . Тогда несложно получить модель изменения пропускания затворов:

$$R_i C_i \frac{dS_i(t)}{dt} = U_i(Sf_i - Ss_i) / U_{C_{\max}} +$$

$$+ Ss_i - S_i(t) \quad \text{при } U_i > U_{C_i},$$

$$dS_i(t) / dt = 0 \quad \text{при } U_i \leq U_{C_i}. \quad (3)$$

Для выяснения влияния неустойчивости параметров бихроматического излучателя на величину временного рассогласования ΔT в двух рассмотренных выше системах управления затворами проведен цикл вычислительных экспериментов. С этой целью в ходе моделирования варьировались следующие параметры i -го ($i = 1$ и 2) канала системы: мощность накачки Wp_i ; коэффициенты отражения «глухого» и полупрозрачного зеркал резонатора R_{1i}, R_{2i} ; два значения пропускания S_i затвора: на начальной стадии открывания (Ss_i , когда добротность i -го лазерного резонатора минимальна) и окончательной (Sf_i) стадии; величины произведений $R_i C_i$.

В качестве основы математической модели процессов в бихроматическом излучателе выбрана система балансных уравнений Статца-ДеМарса в одномодовом приближении, модернизированная с учетом управления добротностью обоих резонаторов, связанных ПППОС [1]:

$$\begin{cases} \frac{dq_i}{dt} = (V_a B_i N_i - 1/\tau_c - 1/\tau_{ei}) (q_i + \text{Ran } q_N), \\ \frac{dN_i}{dt} = Wp_i(N_T - N_i) - \beta B_i \times \\ \times (q_i + \text{Ran } q_N)N_i - (N_T + N_i)/\tau. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $V_a = A_e l_a$, l_a – длина активного элемента лазера, $A_e = \pi \omega_0^2 / 4$ – площадь сечения активного элемента, определяемая размером перетяжки гауссова пучка ω_0 ; $(i, j) = (1, 2)$ и $(2, 1)$; q_j – число фотонов в лазерной моде; q_N – максимальное число шумовых фотонов в лазерной моде; Ran – случайная функция, изменяющаяся в пределах от 0 до 1; $\beta = 2$ (для 3-уровневой схемы активного центра) и 1 (для 4-уровневой); $B_i = h\nu_i B_{21i}$; h – постоянная Планка, B_{21i} – коэффициент Эйнштейна для вынужденных переходов в канале генерации; N_i – инверсия населенности; $\tau_{ei} = -c / (\ln\{R_{1i} R_{2i} S_i(t)\} l_r)$ – время жизни фотонов

в резонаторе, обусловленное их потерями на зеркалах и в затворе; c – скорость света; l_r – оптическая длина резонатора лазера; τ_c – время жизни фотонов в резонаторе без учета их потерь на зеркалах и в затворе; τ – время продольной релаксации; N_T – полная концентрация активных центров. При численных расчетах коэффициент B_i вычислялся по известной в литературе формуле: $B_i = 4\sigma_i c / (\pi\omega_0^2 l_r)$, где σ_i – сечение перехода на частоте рассматриваемой лазерной моды, для простоты полагалось, что $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$ и $B_1 = B_2$.

Результаты моделирования и их обсуждение

Верификация компьютерной модели процессов в бихроматическом излучателе, проведенная в работе [1], показала пригодность модели для описания динамики излучения лазеров, взаимосвязанных так, как показано на рис. 1.

Для оценки влияния варьируемых параметров бихроматического излучателя с ПППОС на величину ΔT на первой стадии моделирования (как и в работе [1]) определялись «рабочие точки» (РТ). Выражение «рабочая точка» бихроматического излучателя означает набор значений параметров, при которых интенсивности излучения двух лазеров достигают максимальных значений $q_{\max i}$ в один и тот же момент времени (т.е. $\Delta T = 0$). Затем в рабочей точке варьировалось значение какого-либо параметра и находилось расхождение ΔT импульсов излучения лазеров, соответствующее этой вариации. Для корректности сравнения с предыдущими результатами рабочие точки, когда ПППОС реализована в соответствии с системами на рис. 2 и 3, выбирались максимально близкими к таковым в работе [1]. Основные параметры модели

бигармонического лазера (2)–(4) в этих рабочих точках приведены в табл. 1 (к сожалению, в табл. 1 в статье [1] по нашему недосмотру вместо произведения $\tau W p_i$ напечатан лишь множитель $W p_i$, размерность q_N должна быть указана в фот, а величина должна составлять $8 \cdot 10^6$).

Таблица 1

Параметр	Значение	Параметр	Значение
l_a , м	0,1	$R_1 C_1 = R_2 C_2$, нс	1
ω_0 , м	0,001	q_N , фот	$8 \cdot 10^6$
l_r , м	0,9	τ_c , с	$9 \cdot 10^{-8}$
R_{11}	0,9	τ , с	$2,5 \cdot 10^{-4}$
R_{21}	0,3	σ , м ²	$1,2 \cdot 10^{-24}$
R_{12}	0,99	N_T , м ⁻³	$5 \cdot 10^{25}$
R_{22}	0,35	$K_5 = K_6$	1
$S_{f1} = S_{f2}$	0,8	K_3	$1 \cdot 10^{-12}$
K_1	1,0000544	K_4	$1 \cdot 10^{-13}$
K_2	1		
<i>Первая рабочая точка</i>			
$\tau W p_1$	0,0025375	$S_{s1} = S_{s2}$	0,1
$\tau W p_2$	0,002375		
<i>Вторая рабочая точка</i>			
$\tau W p_1$	0,0025775	$S_{s1} = S_{s2}$	0,05
$\tau W p_2$	0,002375		
<i>Третья рабочая точка</i>			
$\tau W p_1$	0,0025975	$S_{s1} = S_{s2}$	0,1
$\tau W p_2$	0,0024325		

Для предложенных вариантов ПППОС (см. рис. 2 и 3), согласно данным вычислительных экспериментов, отраженным в табл. 2 и 3, величина рассогласования ΔT при раздельном варьировании любого из параметров модели (2)–(4) не превосходит долей наносекунды ($|\Delta T| \leq \Delta T_{\max} \approx 0,74$ нс) при длительности импульсов излучения лазеров приблизительно 6 нс.

Таблица 2

Влияние вариаций различных параметров излучателя на величину ΔT

Параметр	Вариация v параметра, %	ΔT , нс (рис. 2)			ΔT , нс (рис. 3)		
		РТ 1	РТ 2	РТ 3	РТ 1	РТ 2	РТ 3
$W p_1$	3	-0,593	0,393	-0,610	-0,573	0,472	-0,590
$W p_2$	3	-0,609	0,442	-0,620	-0,589	0,447	-0,600
Σ_W		1,202	0,835	1,23	1,162	0,919	1,19
$R_1 C_1$	3	0,0629	-0,0259	0,0817	0,0845	0,0119	0,105
$R_2 C_2$	3	-0,0703	-0,0274	0,0761	0,0783	-0,0862	0,234
$R_1 C_1$	50	-0,129	-0,093	0,18	0,142	0,107	0,214
$R_2 C_2$	50	-0,144	0,0847	0,168	-0,136	0,0967	0,157
Σ_{RC}		0,273	0,1777	0,348	0,278	0,2037	0,361
R_{11}	1	0,220	0,125	0,210	0,220	0,149	0,200
R_{12}	1	0,211	0,149	0,223	0,223	0,173	0,237
R_{21}	1	0,230	0,130	0,213	0,220	0,153	0,203
R_{22}	1	0,201	0,144	0,220	0,223	0,169	0,234
Σ_R		0,862	0,548	0,866	0,886	0,644	0,874
S_{s1}	2	0,152	0,124	-0,737	0,133	0,149	-0,726
S_{s2}	2	0,126	0,109	0,124	0,107	0,134	0,145
S_{f1}	2	-0,141	-0,0988	0,119	-0,133	0,0967	0,140
S_{f2}	2	-0,169	-0,0723	0,187	-0,146	0,0665	0,210
Σ_S		0,588	0,4041	1,167	0,519	0,4462	1,221
$\Sigma\Sigma$		2,925	1,9648	3,611	2,845	2,2129	3,646

При этом амплитуда $q_{\max i}$ импульсов не только не уменьшается, но увеличивается на 0,3–2,6% (и даже на 11% в первой рабочей точке для q_1 при моделировании процессов в ДЛС, содержащем систему на рис. 2) по сравнению с аналогичными результатами в статье [1].

Таблица 3

«Расхождение» импульсов в трех рабочих точках

Номер РТ	ΔT , нс [1]		ΔT , нс (рис. 2)		ΔT , нс (рис. 3)	
	Σ_W	$\Sigma\Sigma$	Σ_W	$\Sigma\Sigma$	Σ_W	$\Sigma\Sigma$
1	11,8	18,3	1,202	2,925	1,162	2,845
2	7,49	16,94	0,835	1,9648	0,919	2,2129
3	24,99	46,54	1,23	3,611	1,19	3,646

Заметим, что $q_{\max i} \sim 5 \cdot 10^{17}$ фотонов. При $\lambda = 1064$ нм, $w_0 = 1$ мм и длительности импульса 6 нс это соответствует пиковой мощности излучения, распространяющегося в резонаторе $P = h\nu c q_{\max} / (2l_r) \sim 15$ МВт, его пиковой интенсивности в перетяжке $1,5$ ГВт/см² и энергии импульса приблизительно 46 мДж.

Как и прежде, нестабильность параметра накачки Wp_i вносит наибольший вклад в величину ΔT (только в 3-й рабочей точке сумма Σ_S влияний значений пропускания Ss_i и Sf_i сравнима с суммой Σ_W влияний Wp_i). Однако результаты, систематизированные в табл. 3, свидетельствуют о том, что предложенные системы и режимы управления затворами (при надлежащем выборе параметров) обеспечивают улучшение согласования между импульсами излучения лазеров приблизительно на порядок по сравнению со случаем двухступенчатой положительной перекрестной обратной связи, моделировавшейся в [1].

Анализ данных из табл. 2 и 3 приводит к выводу, что характер функционирования ДЛС, в котором ПППОС реализованы в соответствии с системами на рис. 2 и 3, практически одинаков. Возможно, это вызвано тем, что конструкция отрицательной ОС в обоих случаях одна и та же, а с точки зрения влияния на ΔT и энергетику излучения (величину $q_{\max i}$) способ реализации (структурная схема) положительной ОС не столь важен.

Были проведены многократные (40-кратные) однотипные вычисления, соответствующие одному и тому же набору параметров в окрестности рабочей точки и имитирующие наличие белого шума, отражающегося на числе фотонов в моде. Несмотря на низкий уровень шума ($0 \leq q_N(t) / q_{\max} \leq 1,6 \cdot 10^{-11}$), вариации ΔT_N величины ΔT , вызываемые наличием шума в нашей модели, имели значение порядка 0,06–0,17 нс (табл. 4). Эти значения весьма близки к влиянию подавляющего большинства варьируемых параметров (см. табл. 2). Возможно, если увеличить уровень шу-

ма, то его влияние перекроет влияние каждого параметра по отдельности, т.е. вариация ΔT_N станет

Таблица 4

Влияние шума на величину ΔT

ΔT , нс (рис. 2)			ΔT , нс (рис. 3)		
РТ 1	РТ 2	РТ 3	РТ 1	РТ 2	РТ 3
0,06	0,13	0,15	0,078	0,16	0,17

больше, чем рассогласование ΔT_{\max} , возникающее при максимально неблагоприятных отклонениях параметров лазера. Если предположить адекватность шумов, имитируемых в модели, шумам в реальной системе, то, вероятно, можно говорить о том, что предложенные системы управления (см. рис. 2, 3) позволяют достигнуть предельно возможной (при наличии шумов) минимизации величины ΔT .

Заключение

В статье предложено использовать плавную положительную перекрестную обратную связь в системе управления добротностью резонаторов лазеров для минимизации интервала ΔT между максимумами импульсов этих лазеров. Выдвинуты два варианта электронных систем, реализующих ПППОС. Применительно к ним правомерно говорить о дополнительных отрицательной и положительной обратной связи на фоне общей положительной обратной связи.

Проведен цикл вычислительных экспериментов, позволивший определить степень влияния параметров двухканальной лазерной системы на рассогласование ΔT . Сопоставление полученных результатов (см. табл. 2 и 3) указывает на возможность существенного (более чем на порядок величины) уменьшения временного рассогласования импульсов излучения лазеров ΔT – без ухудшения энергетических характеристик лазеров – вследствие применения системы ПППОС. Поэтому на практике целесообразно осуществлять управление процессами в ДЛС на основе систем управления, изображенных на рис. 2 и 3 либо аналогичных им.

Выдвигается предположение о том, что разработанные системы управления (см. рис. 2, 3) позволяют достигнуть предельно возможной (при наличии шумов) минимизации величины рассогласования импульсов излучения.

1. Измайлов И.В., Макогон М.М., Пойзнер Б.Н., Раводин В.О. Моделирование процессов согласованного излучения лазеров в бихроматическом излучателе // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 12. № 4. С. 415.
2. Гурков К.В., Куликов Г.Э., Лопасов В.П. Простой бихроматический лазерный излучатель // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 6. С. 914–916.

I.V. Izmailov, M.M. Makogon, B.N. Poizner, V.O. Ravodin. Two-channel laser system with stabilisation of interval between radiation pulses: results of simulation.

A lot of problems of spectroscopy and remote sensing of the atmosphere demand the use of two-channel systems which generate pulses of different wavelengths and a minimum temporal mismatch ΔT between them. To attain this end, it is suggested to control the laser cavities Q-factors conjointly using smooth positive cross feed-back. According to simulation data, this model provides ΔT about a fraction of nanosecond. The degree of influence of laser system parameters on ΔT is determined.