

Фазовая синхронизация излучения в ансамбле волоконных лазеров с глобальной связью

Д.В.Высоцкий, Н.Н.Ёлкин, А.П.Напартович

Рассмотрена модель ансамбля волоконных лазеров с глобальной связью, при которой в каждый лазер возвращается одна и та же часть суммарного выходного пучка. Базовым элементом такой модели является лазер, контролируемый внешним сигналом. Выходная мощность каждого лазера в ансамбле находится как функция усиления слабого сигнала и отстройки частоты. Рассчитаны максимальная эффективность фазовой синхронизации и минимальная требуемая доля выходного излучения, используемая для создания обратной связи, в зависимости от числа лазеров в ансамбле. Показано, что насыщение усиления приводит к повышению эффективности когерентного сложения пучков в ансамблях вплоть до 20 лазеров.

Ключевые слова: волоконный лазер, фазовая синхронизация, глобальная связь.

1. Введение

Фазовая синхронизация ансамблей источников когерентного излучения позволяет достичь высокой яркости выходного пучка. Мощность выходного излучения волоконных лазеров с близкой к дифракционной расходимостью выходного пучка на сегодняшний день достигает 6 кВт за счёт использования многоступенчатых систем усилителей с одномодовым волокном большого диаметра на последней стадии [1]. Фактически предел увеличения мощности обуславливают нелинейные процессы в активной среде, которые ограничивают плотность мощности одномодовой генерации в усилителе [2], так что дальнейшее увеличение мощности выходного пучка с дифракционной расходимостью может быть достигнуто когерентным или некогерентным сложением пучков [3].

На сегодня исследован целый ряд архитектур ансамблей лазеров, обеспечивающих связь элементов ансамбля [4]. Фазовая синхронизация излучения в элементах ансамбля на одной частоте позволяет получить излучение с узким спектром и, по сравнению со спектральным сложением пучков на дифракционной решётке, более приспособлена для синхронизации двумерных ансамблей. Существуют два основных подхода к сложению пучков излучения в ансамбле: активное управление параметрами излучения каждого лазера в системе и пассивная фазовая синхронизация излучения всего ансамбля. Методы синхронизации на основе активного управления [5] совместимы с системами управления выходным пучком и удобны для пользователя. Однако дополнительное оптическое оборудование и электронные блоки управления увеличивают сложность системы, её стоимость и вероятность отказов [6]. Поэтому пассивная фазовая синхронизация остаётся разумной альтернативой в построении лазерных систем с высокой яркостью выходного пучка, поскольку использует внутренние физические свойства системы.

Для устойчивой фазовой синхронизации необходимо обеспечить глобальную связь [9], при которой каждый лазер в ансамбле связан со всеми остальными. Одним из таких вариантов является связь через волоконные X-разветвители (разветвитель 2×2 [10–12]), в которых один из выходов используется для обратной связи, а другой создаёт потери для несфазированного излучения. Недостатками такой архитектуры являются вывод излучения всех лазеров ансамбля в одномодовое волокно и нестабильность генерации во времени [13]. В многосердцевидных волоконных лазерах успешно применялась синхронизация внешним фильтром Тальбо [14–18]. Можно использовать различие профилей поля оптических мод ансамбля в дальней зоне (например, с помощью перехода в фурье-плоскость внешней оптической системы). Так, высокая степень синхронизации была достигнута в линейном ансамбле из семи волоконных усилителей с внешним зеркалом, установленным на расстоянии, равном фокальному расстоянию зеркала [19]. Такой внешний фильтр может обеспечить близкий к глобальному характер связи между активными волокнами, однако лишь при условии небольшого числа элементов или низкого фактора заполнения [20].

Вместе с тем, нахождение архитектуры ансамбля, обеспечивающей фазовую синхронизацию большого числа лазеров, до сих пор остаётся актуальной проблемой.

Д.В.Высоцкий, Н.Н.Ёлкин, А.П.Напартович. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Пушкиных, 1; e-mail: dima@trinit.ru, napart@mail.ru, elkin@trinit.ru

Поступила в редакцию 21 июня 2010 г.

Основной ограничивающий фактор для пассивной фазовой синхронизации – это разброс оптических длин активных элементов, приводящий к существенному различию в спектрах продольных мод отдельных лазеров. Тем не менее, эксперименты показывают [11, 12, 21] высокую степень синхронизации даже при различии длин волокон в несколько сантиметров. Из факторов, определяющих эффективность синхронизации в таком ансамбле, наиболее изучена подстройка частоты излучения в спектральной полосе усиления для обеспечения максимальной разности между усилением и потерями [11, 13, 22–24]. Именно на основе этого подхода оценивалось максимальное число синхронизируемых каналов в ряде работ, вышедших в последнее время [25–27].

Другой причиной подстройки фаз могут быть нелинейные зависимости коэффициентов усиления и преломления среды от интенсивности излучения. Впервые вопрос влияния нелинейности показателя преломления был рассмотрен в работе [28] для упрощённой модели ансамбля лазеров со связью ближайших соседей. Установлено, что коэффициент оптической связи μ лазеров, имеющих коэффициент керровской нелинейности среды n_2 , для устойчивой синхронизации должен удовлетворять условиям $\text{Re}\mu > 0$, $n_2 \text{Im}\mu < 0$. Применительно к волоконным лазерам влияние оптической нелинейности на синхронизацию в многосердцевинном волокне обсуждалось в работе [29] с точки зрения зависимости показателя преломления от доли общего числа ионов Yb, находящихся в возбуждённом состоянии [30]. Для активных элементов, работающих в режиме регенеративного усилителя, влияние нелинейности показателя преломления на фазовую синхронизацию рассмотрено в работах [31, 32] в приближении постоянной по длине элемента интенсивности излучения. При этом учитывалась множественность продольных мод в нелинейном резонаторе Фабри–Перо при заданной интенсивности внешнего сигнала [33], позволяющая подобрать моду с минимальной отстройкой частоты от задающей.

Наконец, полная теория фазовой синхронизации излучения ансамбля лазеров должна учитывать пиковый характер генерации в таких системах [13]. Как было показано при численном моделировании 100-элементного ансамбля лазеров с глобальной связью [34], увеличение разброса оптических длин выше некоторого порога приводит к пиковому режиму генерации с осевой яркостью $\sim 30\%$ от максимального значения. Введение спектральной ширины импульса позволяет интерпретировать этот эффект. Для фазовой синхронизации достаточно, чтобы собственные частоты отдельных лазеров попали в конечный спектральный диапазон, вызванный неопределённостью частоты излучения.

Целью данной работы является теоретическое исследование пассивной фазовой синхронизации ансамбля волоконных лазеров с глобальной связью и накачкой выше пороговой. Основное внимание уделено механизму подстройки частоты генерируемой моды в полосе усиления при учёте насыщения усиления.

2. Подход к анализу ансамбля волоконных лазеров с глобальной связью

Рассматриваемая модельная конструкция изображена на рис. 1 и состоит из одномерного ансамбля волоконных лазеров, каждый из которых поддерживает одну

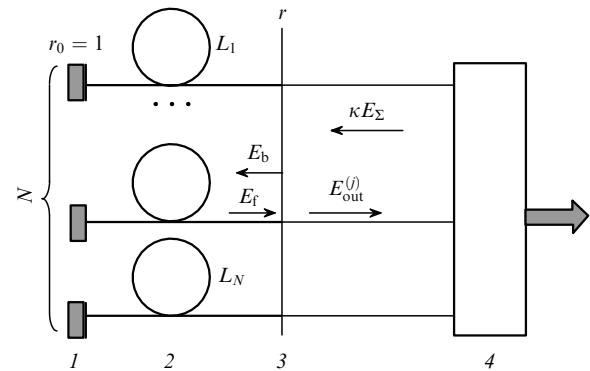


Рис. 1. Схема ансамбля волоконных лазеров с глобальной связью: 1 – глухие зеркала; 2 – активные волокна; 3 – выходные зеркала; 4 – система обратной связи и вывода излучения.

поперечную моду (отметим, что результаты настоящей работы напрямую применимы и к двумерной структуре ансамбля). Каждый лазер представляет собой активное волокно со случайно варьируемой по ансамблю длиной, помещённое в резонатор Фабри–Перо с идеально отражающим и полупрозрачным зеркалами (в качестве последнего используется просто френелевское отражение от торца волокна). Выходное излучение каждого лазера расщепляется на выводимый из системы пучок и часть, направляемую во внешнюю систему обратной связи. Предполагается, что во внешней системе пучки когерентно складываются и перераспределяются, так что в каждый лазер возвращается одна и та же доля суммарного ответвлённого пучка. Если частота внешнего сигнала близка к частоте собственной моды лазера, такая обратная связь может перевести лазер в режим генерации, управляемой внешним сигналом (injection-locked). Перекрытие спектральных диапазонов захвата отдельных лазеров на некоторой частоте излучения делает возможной генерацию коллективной моды ансамбля на этой частоте. Таким образом, ключевым элементом для анализа генерации всего ансамбля является рассмотрение одного лазера с полем, управляемым внешним сигналом.

Отдельная проверка показала, что при использовании ригродовской зависимости коэффициента усиления в среде $g = g_0/(1 + I)$ (g_0 – коэффициент усиления слабого сигнала; I – интенсивность излучения, нормированная на интенсивность насыщения) модовый коэффициент усиления в случае одномодовой сердцевины хорошо описывается зависимостью $g = g_0/(1 + P)$, где $P = P_f + P_b$ – суммарная мощность поля излучения в волокне, нормированная на мощность насыщения моды, определяемой отдельно; $P_{f(b)} = |E_{f(b)}|^2$ и $E_{f(b)}$ – амплитуды волн, распространяющихся по волокну в прямом и обратном направлении. Поляризационными эффектами и влиянием интерференции встречных волн на среду в данном анализе мы пренебрегаем.

Показатель преломления волокна в общем случае зависит от интенсивности излучения. Сдвиг фазы, обусловленный эффектом Керра, невелик, кроме случаев очень длинных усилителей или очень высоких интенсивностей ($n_2 \approx 3 \times 10^{-20}$ м²/Вт). Однако в показатель преломления легированных стёкол вносит также вклад резонансный член, связанный с коэффициентом усиления через соотношение Крамерса–Кронига и пропорциональный инверсии населённостей [29, 30, 35]. Соответствующий фазовый сдвиг может быть приближённо записан как

$\alpha \int_0^L g dz$, где коэффициент α зависит от частоты излучения внутри спектральной полосы усиления.

С учетом сделанных предположений для амплитуд волн, распространяющихся по волокну, можно записать уравнение

$$\frac{dE_{f(b)}}{dz} = i\beta E_{f(b)} \pm \frac{1}{2}g(z)(1 + i\alpha)E_{f(b)} \pm ikn_2PE_{f(b)}. \quad (1)$$

Здесь β – модовая постоянная распространения, знаки «+» и «-» относятся к направлениям «вперёд» и «назад» соответственно. Разделяя вещественную и мнимую части, можно получить уравнение для мощности излучения

$$\frac{dP_{f(b)}}{dz} = \pm g(z)P_{f(b)} \quad (2)$$

и, после интегрирования по длине, вывести связь между мощностью поля излучения $P_b(L)$, идущего от выходного торца внутрь лазера, и интегральным коэффициентом усиления за один проход $G = \int_0^L g(P, z) dz$:

$$G_0 - G = P_b(L)[e^{(2G)} - 1], \quad (3)$$

а также выражение для нелинейного набега фазы [36]:

$$\begin{aligned} \varphi_{NL} = n_2k \int_0^L P dz + \alpha \int_0^L g dz = \frac{n_2kL}{G_0} P_b(L) \\ \times [e^{2G} - 1 + P_b(L)e^{-2G}(2G + \sinh 2G)] + \alpha G, \quad (4) \end{aligned}$$

где $G_0 = g_0L$ – интегральный коэффициент усиления слабого сигнала.

В случае отсутствия потерь на рассеяние можно получить связь между инжектируемой в лазер мощностью P_{inj} и мощностью выходного пучка P_{out} :

$$P_{out} = |E_{out}|^2 = P_{inj} + G_0 - G. \quad (5)$$

В лазере, управляемом внешним излучением, внешний сигнал понижает значение интегрального коэффициента усиления ниже порогового, так что выполняется условие $re^G < 1$, где r – коэффициент отражения от выходного торца. В противном случае лазер может генерировать излучение не только на частоте внешнего сигнала, но и на частотах нескольких продольных мод собственного резонатора. В режиме стабильного захвата инжектируемым сигналом справедливы следующие выражения: для мощности излучения, возвращающегося в волокно после отражения от выходного зеркала и сложения с прошедшим сигналом инжекции,

$$P_b(L) = \frac{t^2 P_{inj}}{(1 - re^G)^2 + 4re^G \sin^2 \varphi}; \quad (6)$$

для амплитуды поля выходного излучения

$$E_{out} = \frac{e^G - re^{(-2i\varphi)}}{e^{(-2i\varphi)} - re^G} \sqrt{P_{inj}}, \quad (7)$$

где $\varphi = \beta L = \varphi_0 + \varphi_{NL}$ – фазовый набег на одном проходе по волокну.

Выражения (3)–(7) позволяют рассчитать амплитуду выходного поля для каждого лазера через мощность ин-

жектируемого сигнала, длину волны излучения и параметры лазера: длину, коэффициент усиления слабого сигнала и коэффициенты нелинейности. Для фиксированной реализации ансамбля лазеров таким образом находится набор полей выходных пучков. После отщепления заданной доли излучения от каждого пучка и суммирования полей в системе связи на выходе из неё формируется система идентичных пучков, которые инжектируются в отдельные лазеры. Установившуюся мощность излучения в ансамбле для данной частоты можно найти численными итерациями. Если условие захвата генерации в каком-либо лазере не выполняется, то для точного определения мощности надо учитывать и генерацию собственных мод резонатора. Рассмотренная процедура должна быть проведена по достаточно плотному спектру частот в полосе усиления среды, позволяющему находить частоты экстремумов мощности.

3. Результаты численного моделирования ансамбля с глобальной связью

Для понимания факторов, определяющих эффективность фазовой синхронизации, рассмотрим более подробно задачу об ансамбле лазеров, управляемых заданным внешним сигналом (нелинейностью показателя преломления пренебрегаем). Из уравнений (3) и (6) следует, что интегральное усиление в лазере ниже порогового значения $G_{th} = \ln(1/r)$, если набег фазы из-за отстройки инжектируемого сигнала от частоты продольной моды удовлетворяет условию [37]:

$$\sin^2 \varphi \leq \frac{t^4}{4r^2} \frac{P_{inj}}{G_0 - G_{th}}, \quad (8)$$

где $t^2 = 1 - r^2$. Такой режим генерации стабилен при любой отстройке, если области захвата, соответствующие соседним продольным модам, смыкаются, что отвечает критическому значению мощности внешнего сигнала

$$P_{cr} = \frac{4r^2}{t^4} (G_0 - G_{th}). \quad (9)$$

Для типичного коэффициента френелевского отражения от торца волокна ($r^2 = 0.04$) коэффициент перед скобками в формуле (9) равен 0.39, пороговый коэффициент усиления составляет ~ 1.61 .

Набег фазы поля излучения при обходе резонатора пропорционален частоте и сильно меняется в пределах спектральной полосы усиления. Проиллюстрируем эффект подстройки частоты в полосе усиления на примере суммарной мощности излучения ансамбля из пяти лазеров с одинаковым инжектируемым сигналом в каждый лазер. Длины лазеров (в метрах) задаются по формуле $L_m = (10 + 0.1m + \delta l_m)$, где m – номер лазера; δl_m – случайный разброс. Набег фазы в m -м волокне в отсутствие излучения определяется как $\varphi_0 \approx 2\pi n L_m / \lambda$, где показатель преломления $n = 1.5$; длина волны излучения $\lambda = 1.05$ мкм. Выходное поле излучения определяется как $E_{\Sigma} = N^{-1/2} \sum_j E_{out}^{(j)}$, где поля, излучённые отдельными лазерами, рассчитываются по формуле (7).

Суммарная мощность ансамбля лазеров (P) в зависимости от частоты инжектируемого сигнала, мощность которого удовлетворяет условию (9), приведена на рис.2.

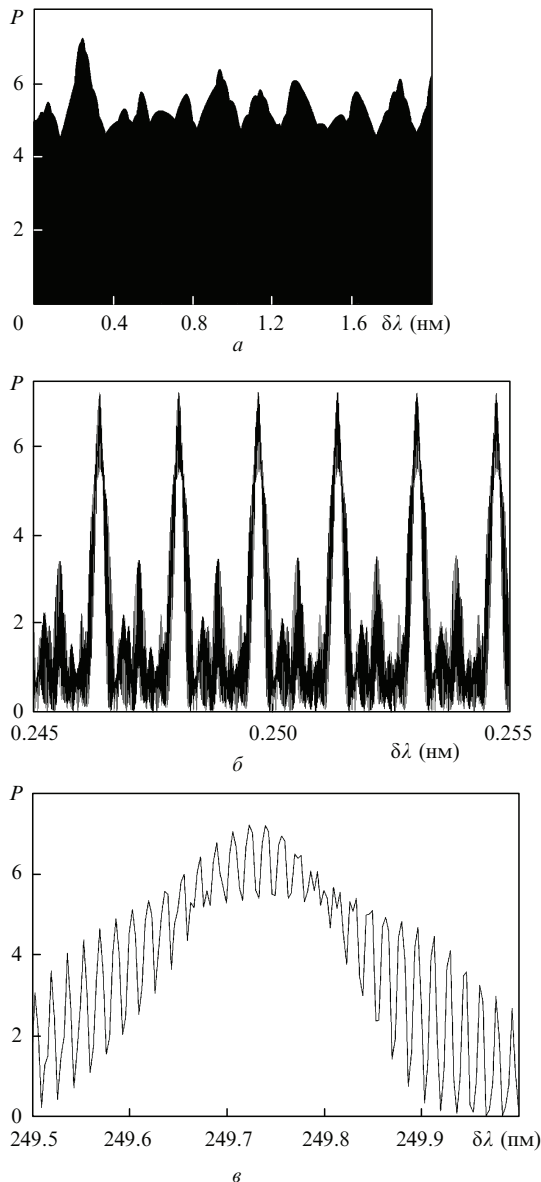


Рис.2. Мощность суммарного поля ансамбля из пяти волоконных лазеров при дисперсии длин волокон $\sigma(\delta l_m) = 1$ мм, $P_{inj} = 0.16$ и $G_0 = 2.5$.

Спектральный отклик лазера имеет сложную структуру тремя различными масштабами, обусловленными случайным разбросом оптических длин волокон порядка нескольких миллиметров, регулярным приращением длины волокна, кратным 10 см, и, наконец, биениями мод с различным продольным индексом. Случайный разброс длин приводит к колебаниям огибающей с характерной спектральной шириной ~ 0.1 нм (см. рис.2,а). Регулярное изменение длин волокон приводит к осцилляциям в спектре с периодом ~ 1.5 нм, видимым на рис.2,б. Биения продольных мод создают в спектре осцилляции с периодом менее 0.1 нм (рис.2,в). При заданных условиях в спектральную полосу усиления попадают частоты с высокой эффективностью синхронизации, что согласуется с экспериментальными результатами для ансамблей с небольшим числом лазеров [12, 25, 38].

Для интегрального коэффициента усиления слабого сигнала $G_0 = 3.7$ были проведены серии расчётов по определению максимальной в спектральной полосе усиления эффективности сложения пучков $\eta = \max P(\delta\lambda)/P_0$,

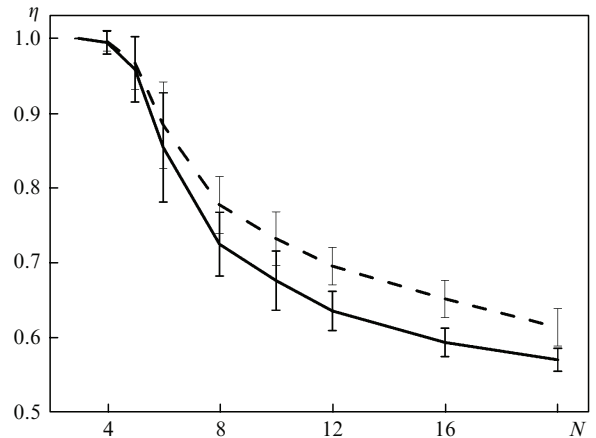


Рис.3. Средняя эффективность фазовой синхронизации и её дисперсия как функции числа элементов в ансамбле (усреднение по 200 реализациям с $\sigma(\delta l_m) = 1$ мм) при $G_0 = 3.7$ нм и спектральной ширине линии усиления $\delta\lambda_{max} = 4$ нм; $P_{inj} = P_{cr}/2$ (сплошная линия), $P_{inj} = P_{cr}$ (штриховая линия).

где P_0 – суммарная мощность в отсутствие разброса длин лазеров. Полученные зависимости для средней эффективности и её дисперсии от числа элементов приведены на рис.3 для мощностей инжектируемого сигнала P_{inj} , равных P_{cr} и $\frac{1}{2}P_{cr}$ (половинная критическая мощность соответствует полосе захвата по фазе $[-\pi/4, \pi/4]$). Последний случай представляет интерес, поскольку позволяет забирать меньшую долю выходного излучения для обеспечения фазовой синхронизации. Данные получены усреднением по 200 реализациям ансамбля лазеров. Как можно видеть, формально рассчитанная эффективность синхронизации при уменьшении вдвое мощности инжекции уменьшается примерно на 5%.

Отметим, что если на найденной частоте генерации установившийся коэффициент усиления G в каком-либо лазере превышает пороговое значение G_{th} , то помимо генерации на частоте внешнего сигнала в лазере возможна генерация на частоте собственной моды. На практике это может приводить к пиковой генерации, что может быть описано как одновременная генерация супермод ансамбля на нескольких частотах. Анализ экспериментально наблюдавшейся [27] многомодовой генерации находится вне рамок настоящей работы. Для каждой реализации ансамбля мы находили число лазеров, генерирующих в режиме захвата внешним сигналом. Это число может служить оценкой эффективного числа лазеров, синхронизируемых в одной супермоды, и представлено в зависимости от общего числа лазеров в ансамбле на рис.4. Заметим, что без привлечения дополнительных механизмов, таких как нелинейность показателя преломления, синхронизация в одной супермоды более 7–8 лазеров маловероятна.

Рассмотрим ансамбль из 20 лазеров с инжектируемой мощностью P_{cr} в каждый лазер. На рис.5 эффективность синхронизации и доля выходной мощности κ , необходимая для обеспечения обратной связи, представлены как функции дисперсии случайного разброса длин волокон для разных значений G_0 . Необходимая доля мощности рассчитывается по формуле $\kappa = P_{inj}N/(\eta P_0)$. Как можно видеть, с ростом дисперсии случайного разброса эффективность синхронизации несколько растёт, что можно объяснить более точным подбором частоты в полосе усиления. Для обеспечения эффективной синхронизации

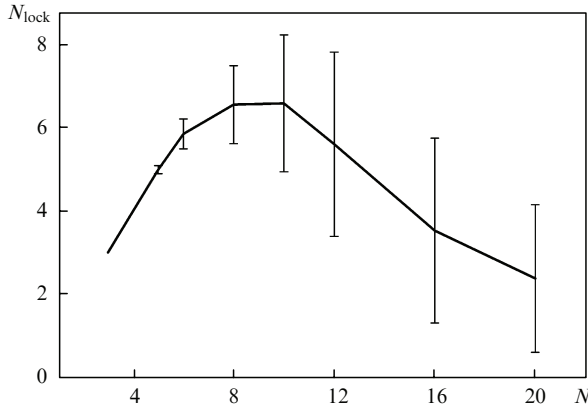


Рис.4. Зависимость числа элементов, захваченных внешним сигналом на рабочей частоте, от общего числа элементов при $G_0 = 3.7$, $P_{inj} = 0.5P_{cr}$ и $\delta\lambda_{max} = 4$ нм.

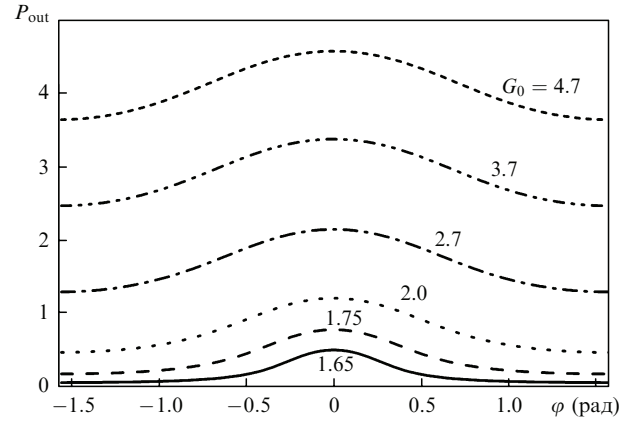


Рис.6. Выходная мощность при $P_{inj} = P_{cr}$ в зависимости от фазы φ для различных значений усиления слабого сигнала.

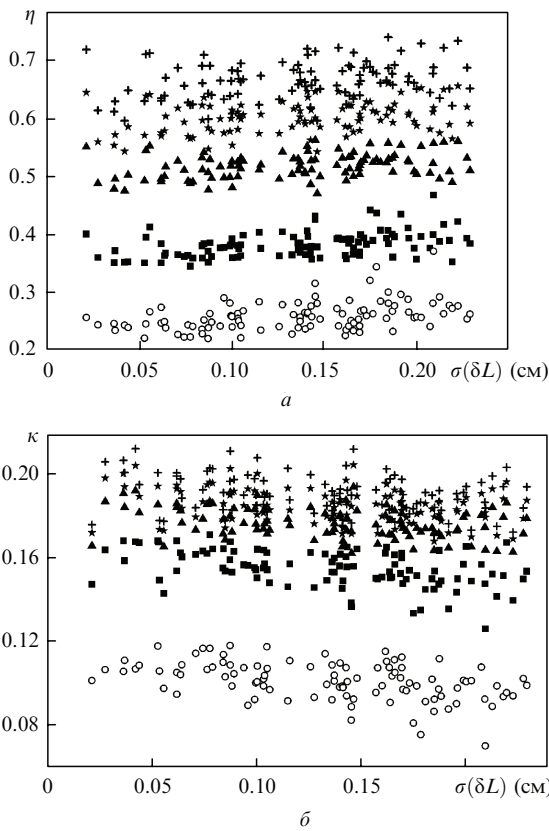


Рис.5. Эффективность фазовой синхронизации η (а) и необходимая для обратной связи часть выходной мощности κ (б) ансамбля из 20 лазеров в зависимости от дисперсии оптических длин при $P_{inj} = P_{cr}$ и $G_0 = 1.7$ (○), 2.0 (■), 2.7 (▲), 3.7 (☆) и 5.7 (+).

ансамбля необходимо использовать для обратной связи не менее 20 % выходной мощности.

4. Обсуждение результатов

Основным фактором, ограничивающим эффективность фазовой синхронизации в ансамбле, является отстройка частоты коллективной моды от собственных частот резонаторов. Зависимость выходной мощности управляемого лазера от отстройки фазы поля внешнего сигнала относительно её резонансного значения представлена на рис.6 для различных коэффициентов усиления слабого сигнала. В каждом случае мощность инжектиру-

емого сигнала равна критической. Из рисунка видно, что при небольшом превышении усиления слабого сигнала над порогом мощность управляемого лазера сильно зависит от отстройки фазы.

В режиме фазовой синхронизации частота поля определяется разностью усиления и потерь для всего ансамбля. Из рис.2 следует, что вариации выходной мощности как функции частоты очень велики и имеют характерный период, обусловленный близостью частот биений продольных мод лазеров ансамбля (вариации частоты биений могут составлять несколько процентов от среднего значения). Число продольных мод M , частоты которых попадают в полосу усиления, может рассматриваться в терминах теории вероятности как число независимых попыток развития генерации для всего ансамбля. Как правило, это число велико и составляет для выбранных параметров $\sim 6 \times 10^4$. Чем больше число попыток, тем, очевидно, выше вероятность осуществления благоприятной ситуации небольшого разброса набегов фаз.

Для ансамбля большого числа лазеров ($N \gg 1$) можно применить асимптотическую теорию. В частности, в предположении распределения отстроек фаз φ_j с равномерной плотностью вероятности в интервале $[-\pi/2, \pi/2]$ суммарное поле является средним значением выходного поля:

$$E_{av}(G_0) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j E_{out}(G_0, \varphi_j) = \pi^{-1} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} E_{out}(G_0, \varphi) d\varphi. \quad (10)$$

Здесь переход от суммирования к интегрированию предполагает большое число лазеров в ансамбле, что при хаотическом разбросе фаз приводит к самоусреднению суммы. В предельном случае при случайном разбросе фаз и при отсутствии усиления среднее поле системы осцилляторов равно нулю [39]. Наличие усиления приводит, как следует из формулы (7), к зависимости поля излучения от фазы. На рис.7 приведена зависимость средней выходной мощности $P_{av} = |E_{av}|^2$ от коэффициента усиления слабого сигнала в сравнении с зависимостью для мощности в точном резонансе P_0 . Из рисунка видно, что, хотя и с низкой эффективностью, мощность среднего выходного поля растёт с усилением. В пределе нулевого усиления она равна части инжектируемой мощности,

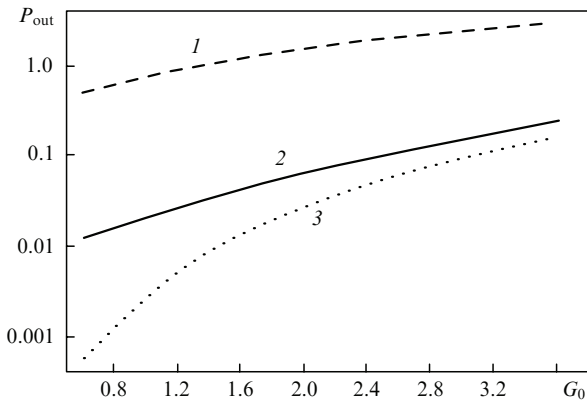


Рис.7. Выходная мощность поля в точном резонансе P_0 (1), усредненная по фазе φ мощность поля P_{av} (2) и P_{av} за вычетом отраженной мощности инжектируемого сигнала от выходного зеркала (3) как функции коэффициента усиления слабого сигнала при $P_{inj} = 0.2$

отразившейся от выходного зеркала, $r^2 P_{inj}$. При наличии усиления члены в формуле (7), соответствующие интерференции внешнего сигнала с вернувшимся после обхода резонатора, при усреднении не зануляются даже при равномерном распределении фаз по всему диапазону. Другими словами, усиление оказывает положительное влияние на эффективность синхронизации.

В общем случае, хотя бы в одном из интервалов между частотами продольных мод в пределах полосы усиления, набеги фаз всех лазеров могут попасть в более узкий диапазон $[\varphi_0 - \delta\varphi, \varphi_0 + \delta\varphi]$, где φ_0 – его центр, а $\delta\varphi$ – полуширина. Нахождение вероятности такого события является задачей данного исследования. Ранее [36] рассматривался случай, когда центр диапазона был задан ($\varphi_0 = 0$), а варьировалась его ширина $2\delta\varphi$. Результаты численных расчётов показали, что учёт асимметричных реализаций даёт более реалистичное описание процесса фазовой синхронизации.

В пределе большого числа лазеров эффективность синхронизации можно определить как $\eta = |E_{av}(\varphi_0, \delta\varphi)|^2 / P_0$, где

$$E_{av}(\varphi_0, \delta\varphi) = \frac{1}{2\delta\varphi} \int_{\varphi_0 - \delta\varphi}^{\varphi_0 + \delta\varphi} E_{out}(G_0, \varphi) d\varphi.$$

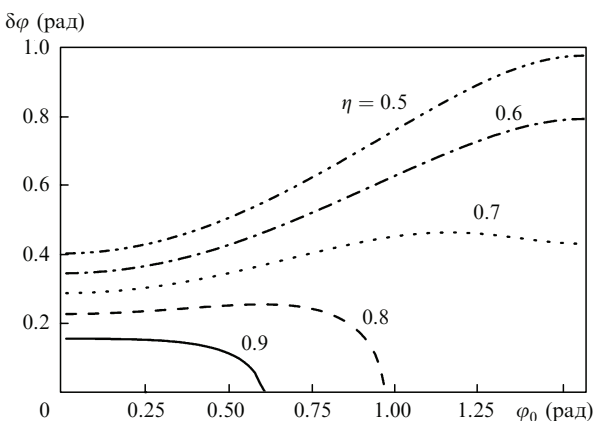


Рис.8. Эффективность синхронизации η лазера при $G_0 = 3.7$ и $P_{inj} = P_{cr}$ в случае однородного распределения фаз полей в лазерах в зависимости от середины полосы усреднения φ_0 и её полуширины $\delta\varphi$.

На рис.8 эффективность η , показанная в форме линий уровня как функция полуширины полосы усреднения $\delta\varphi$ и её середины φ_0 , представлена при $G_0 = 3.7$ и критической мощности инжекции. Высокая эффективность синхронизации (90 % и более) может быть достигнута только при малых абсолютных значениях набега фазы φ , поскольку при отстройке фазы выходная мощность падает (см. рис.6). Однако для эффективности $\sim 60\%$ при увеличении отстройки середины полосы от резонанса допустимый разброс фаз растёт. Причиной этого является быстрое изменение фазы выходного поля, определяемого формулой (7), как функции φ вблизи резонанса с собственной модой, благодаря чему вклад от области малых φ при усреднении становится меньше. Как следствие, при не очень высоких эффективностях становится более вероятной группировка фаз полей лазеров вблизи больших отстроек φ , что объясняет полученное в численном расчёте (см. рис.4) уменьшение числа синхронизируемых лазеров при инжектируемой мощности ниже критической.

Отношение площади под кривой на рис.8 к площади всего квадрата $\pi^2/4$ в предположении однородного распределения φ может быть связано с вероятностью p требуемого для заданной эффективности сочетания фаз поля лазера и внешнего поля. Эта вероятность зависит от коэффициента усиления слабого сигнала и инжектируемой мощности. Предположив независимость распределения разности фаз полей в разных лазерах, получаем, что вероятность для N лазеров удовлетворить условиям синхронизации есть p^{N-1} . Число продольных мод волоконных лазеров в спектральной полосе усиления (M) чрезвычайно велико. Вероятность того, что требуемое распределение фаз реализуется хотя бы в одном частотном диапазоне биений продольных мод, может быть примерно оценена как $1 - (1 - p^{N-1})^M \simeq 1 - \exp(-M \times p^{N-1})$. Для фазовой синхронизации ансамбля необходимо, чтобы эта вероятность была близка к единице. Таким образом, число лазеров, которые можно синхронизовать с заданной эффективностью, может быть определено из соотношения $M p^{N-1} \simeq 2$. Например, в условиях рис.2 ($\delta\lambda_{max} = 2$ нм и $M \simeq 6 \times 10^4$) с эффективностью свыше 90 % можно синхронизовать 5–6 лазеров, что согласуется с результатами расчётов в разд.3.

Отметим, что использованный в работе [25] подход также основан на теории вероятности. В качестве меры вероятности вводилось отношение эффективной ширины спектральной линии продольной моды к частоте межмодовых биений. Эффективная ширина оценивалась как $\sqrt{2(1 - R)}$, где величина R не определялась в явном виде и интерпретировалась как некоторая эффективность синхронизации. Наш подход позволяет оценить эффективность фазовой синхронизации как функцию параметров накачки и конструктивных параметров.

5. Заключение

Разработан метод определения эффективности фазовой синхронизации ансамбля волоконных лазеров с внешней системой глобальной связи. Теоретическая модель учитывает наличие многих продольных мод в резонаторе отдельного лазера и неоднородность поля по длине резонатора. Проведённый анализ позволяет определить зависимости эффективности от параметров лазеров и предсказать её асимптотическое поведение при большом числе лазеров в ансамбле. Найдены достаточ-

но реалистичные параметры ансамбля, позволяющие осуществить синхронизацию до 20 волоконных лазеров. Разработанный подход, основанный на анализе базового элемента ансамбля – лазера, управляемого инжекцией внешнего сигнала, может быть перенесён на рассмотрение лазерных ансамблей со связью разветвителями 2×2 [11, 12] и с фурье-связью [19, 20].

Выведенные соотношения (3)–(7) позволяют расширить анализ, включив нелинейность показателя преломления. Практический интерес также может представлять режим частичной фазовой синхронизации в условиях захвата части лазеров ансамбля.

1. Gapontsev D. *Proc. Solid State Diode Laser Technol. Rev.* (SSDLTR) (Albuquerque, NM, USA, 2008).
2. Dawson J., Messerly M., Beach R., et al. *Opt. Express*, **16** (17), 13240 (2008).
3. Fan T.Y. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **11**, 567 (2005).
4. Leger J.R. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6102**, XVII (2006).
5. Goodno G.D., McNaught S.J., Rothenberg J.E., et al. *Opt. Lett.*, **35** (10), 1542 (2010).
6. Shay T.M., Baker J.T., Sanchez A.D., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7195**, 71951M (2009).
7. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160** (3), 101 (1990).
8. Cheo P.K., Liu A., King G.G. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **13**, 439 (2001).
9. Fader W.J., Palma G.E. *Opt. Lett.*, **10**, 381 (1985).
10. Лындин Н.М., Сычугов В.А., Тихомиров А.Е., Абрамов А.А. *Квантовая электроника*, **21**, 1441 (1994).
11. Shirakawa A., Saitou T., Sekiguchi T., Ueda K. *Opt. Express*, **10**, 1167 (2002).
12. Sabourdy D., Kermene V., Desfarges-Berthelemot A., et al. *Opt. Express*, **11** (2), 87 (2003).
13. Shirakawa A., Matsuo K., Ueda K. *Techn. Dig. CLEO 2004* (San Francisco, USA, 16–21 May 2004, CThGG2).
14. Wragge M., Glas P., Fischer D., Leitner M., Napartovich A.P., Vysotsky D.V. *Opt. Lett.*, **25** (19), 1436 (2000).
15. Wragge M., Glas P., Fischer D., Leitner M., Elkin N.N., Vysotsky D.V., Napartovich A.P., Troshchieva V.N. *Opt. Commun.*, **205**, 367 (2002).
16. Li L., Schülzgen A., Chen S., Temyanko V.L., Moloney J.V., Peyghambarian N. *Opt. Lett.*, **31** (17), 2577 (2006).
17. Winthrop J.T., Worthington C.R. *J. Opt. Soc. Am.*, **55**, 373 (1965).
18. Антюхов В.В., Глова А.Ф., Качурин О.Р., Лебедев Ф.В., Лиханский В.В., Напартович А.П., Письменный В.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **44**, 63 (1986).
19. Corcoran C.J., Durville F. *Appl. Phys. Lett.*, **86** (20), 201118 (2005).
20. Высоцкий Д.В., Напартович А.П., Трошчиева В.Н. *Квантовая электроника*, **37** (4), 345 (2007).
21. Bruesselbach H., Jones D.C., Mangir M.S., Minden M., Rogers J.L. *Opt. Lett.*, **30**, 1339 (2005).
22. Герасимов В.Б., Захаров М.В., Любимов В.В., Макаров Н.А., Орлов В.К. *Квантовая электроника*, **13**, 1278 (1986).
23. Высоцкий Д.В., Ёлкин Н.Н., Напартович А.П., Трошчиева В.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 271 (2002).
24. Napartovich A.P., Vysotsky D.V. *J. Modern Opt.*, **50** (18), 2715 (2003).
25. Kouznetsov D., Bisson J., Shirakawa A., Ueda K. *Opt. Rev.*, **12**, 445 (2005).
26. Chang W.Z., Wu T.W., Winful H., Galvanauskas A. *Techn. Dig. CLEO 2009* (San Francisco, USA, 2009, JTuD63).
27. Wu T.W., Chang W.Z., Galvanauskas A., Winful H.G. *Opt. Express*, **17**, 19509 (2009).
28. Голубенцев А.А., Лиханский В.В., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **16**, 730 (1989).
29. Vochove E.J., Cheo P.K., King G.G. *Opt. Lett.*, **28**, 1200 (2003).
30. Dignonnet M.J.F., Sadowski R.W., Shaw H.J., Pantell R.H. *J. Light-wave Technol.*, **15**, 299 (1997).
31. Corcoran C.J., Pasch K.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43**, 437 (2006).
32. Corcoran C.J., Durville F., Pasch K.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **44**, 275 (2007).
33. Felber F.S., Marburger J.H. *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 731 (1976).
34. Kourchatov S.Yu., Likhanskii V.V., Napartovich A.P., Arecchi F.T., Lapucci A. *Phys. Rev. A*, **52**, 4089 (1995).
35. Fotiadi A.A., Antipov O.L., Megret P. *Opt. Express*, **16**, 12658 (2008).
36. Napartovich A.P., Elkin N.N., Vysotsky D.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7580**, 758021 (2010).
37. Gordon R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **42**, 353 (2006).
38. Wang B., Mies E., Minden M., Sanchez A. *Opt. Lett.*, **34**, 863 (2009).
39. Мандель Л., Вольф Э. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М.: Наука, 2000).