

# Теоретический анализ фазовой синхронизации ансамбля лазеров с глобальной связью

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

*Рассматривается модель ансамбля волоконных лазеров с глобальной связью, при которой в каждый лазер возвращается одна и та же доля мощности суммарного выходного пучка. Фазовая самосинхронизация ансамбля лазеров позволяет увеличить яркость суммарного пучка выходного излучения без использования устройств управления фазами выходных пучков, сильно усложняющих систему. Разброс оптических длин волоконных лазеров составляет сотни и более длин волн и, в рамках теории пустых резонаторов, должен приводить к быстрому падению полной мощности с ростом числа лазеров. Наличие активной среды может существенно сгладить это падение за счет самоподстройки длины волны ансамбля лазеров к значению, обеспечивающему максимальное усиление генерирующей моды ансамбля. Оптическая длина каждого элемента считается случайной величиной. На основе вероятностного подхода объясняется увеличение эффективности фазовой синхронизации за счет насыщения коэффициента усиления. Развита итерационная процедура для нахождения выходной мощности ансамбля при условии наличия стационарной фазовой синхронизации. Проведены вычисления для варьируемых значений коэффициента усиления слабого сигнала и доли выходной мощности, используемой для глобальной связи. Показано, что при доле этой мощности ~20%–30% может быть реализована фазовая синхронизация до 20 волоконных лазеров с эффективностью до 70%.*

**Ключевые слова:** ансамбль лазеров, волоконный усилитель, фазовая синхронизация, глобальная связь.

## 1. Введение

Мощность выходного излучения волоконных лазеров с близким к дифракционному качеством выходного пучка на сегодняшний день достигает 10 кВт за счет использования многоступенчатых систем усилителей и тандемной схемы накачки [1, 2]. Необходимость поддержания одномодового режима приводит к ограничению площади генерируемой моды. Такие нелинейные процессы, как ВРМБ, ВКР и самофокусировка [3], обуславливают ограничение максимальной интенсивности. Дальнейший рост полной мощности выходного пучка с дифракционной расходимостью может происходить при переходе к ансамблям усилителей или лазеров с последующим сложением пучков на одной выходной апертуре.

К настоящему времени исследован целый ряд архитектур сложения пучков, излучаемых элементами ансамбля. Отдельно следует отметить системы со спектральным сложением пучков [4], в которых каждый элемент генерирует на своей частоте, а затем пучки излучения складываются на общей дифракционной решетке, выходя наружу в виде одного пучка.

Фазовая синхронизация (phase locking) лазерных источников излучения на одной частоте коллективной моды

ансамбля позволяет получить излучение на одной длине волны и потенциально более приспособлена для синхронизации двумерных ансамблей. Известны два основных подхода к сложению пучков излучения в ансамбле: активное управление параметрами излучения каждого лазера в системе и фазовая самосинхронизация излучения всего ансамбля. Методы синхронизации на основе активного управления совместимы с системами управления выходным пучком и удобны для пользователя. Однако дополнительное оптическое оборудование и электронные блоки управления увеличивают сложность системы и ее стоимость [5]. В настоящее время пассивная фазовая синхронизация, основанная на внутренних свойствах системы, активно исследуется как один из альтернативных способов построения мощных лазерных систем.

Пассивная фазовая синхронизация осуществляется либо за счет дифракционной связи в многосердцевинных волокнах, либо путем организации связи полей во внешнем пространственном устройстве (см. обзоры [6, 7]). В многосердцевинных лазерах [8, 9] с ростом диаметра составной сердцевины возникает спектр конкурирующих супермод, удерживаемых в многомодовом волокне. Это приводит к ухудшению оптического качества суммарного пучка. Вопрос об основных факторах, ограничивающих размер ансамбля лазеров с селекцией супермоды внешним фильтром, остается недостаточно изученным.

Для достижения устойчивой фазовой синхронизации необходимо как предотвратить независимую генерацию лазеров, так и подавить конкуренцию супермод ансамбля. В работе [6] для случая малого разброса оптических длин отдельных резонаторов было показано, что глобальная связь [10] обеспечивает сильное подавление других супермод при генерации на основной синфазной супермод. Имеется ряд вариантов организации глобальной связи. Один из них – связь через волоконные X-разветвители

Д.В.Высоцкий. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиных, 12; e-mail: dima@triniti.ru

Н.Н.Ёлкин, А.П.Напартович. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиных, 12; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141707 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Поступила в редакцию 11 января 2013 г., после доработки – 6 мая 2013 г.

(2×2 coupler) [11–13], в которых один из выходов используется для обратной связи, а другой – для создания потерь несфазированного поля. Недостатками такой архитектуры являются вывод излучения всего ансамбля в одномодовое волокно и нестабильность генерации во времени [14]. Фурье-связь [15] на основе дифракции выходных пучков лазеров в полуконфокальном резонаторе, состоящем из отражающего зеркала и торцов излучателей, образующих периодическую решетку, характеризуется близкой к глобальной связи степенью селекции супермод. Для ансамбля волоконных лазеров выглядит реалистичным использование сумматоров и разветвителей для сложения  $N$  пучков в системе связи с последующим их разведением по ансамблю лазеров [16].

Основным фактором, препятствующим пассивной фазовой синхронизации активных элементов, является разброс оптических длин элементов (ОДЭ), что приводит к различию набегов фаз распространяющегося излучения и к деструктивной интерференции полей (эффект Вернье [13]). Тем не менее в ряде экспериментов [12, 13, 17] высокая степень фазовой синхронизации была достигнута при случайном разбросе ОДЭ в несколько сантиметров. Эффективность синхронизации полей в ансамбле, составленном из неидентичных элементов, обеспечивается рядом факторов, главный из которых – автоподстройка длины волны супермоды в пределах полосы усиления к значению, при котором разность между усилением и потерями максимальна [18–20]. Выделение генерирующего мод из спектра усиленного спонтанного излучения численно исследовалось для ансамблей из двух и четырех волоконных усилителей со связью через X-разветвители [21]. В работе [22] было предсказано, что устойчиво синхронизируются не более восьми элементов. В эксперименте с 16-канальной волоконной системой [23] средняя эффективность синхронизации снижалась до  $\sim 50\%$ . Численный расчет эффективности сложения пучков при использовании многолучевого интерферометра [24] показал, что для восьми каналов средняя эффективность сложения составляет  $75\%$  при разбросе  $25\%–30\%$ , что согласуется с экспериментом [14].

В отличие от работ по фазовой синхронизации излучения газовых лазеров, каждый из которых имел собственный резонатор [6, 7], при исследовании ансамблей волоконных лазеров рассматривались системы из одно- или двухпроходных усилителей в общем резонаторе. В работах [25, 26] было показано, что для ансамбля лазеров, работающих в режиме захвата внешним сигналом (injection-locked), нелинейные зависимости мощности и фазы выходного излучения лазера от частоты внешнего сигнала позволяют улучшить эффективность синхронизации и рассчитывать на большее число синхронизируемых элементов.

Зависимости коэффициентов усиления и преломления от интенсивности поля, присущие лазерным средам, приводят к возникновению корреляций между фазами и распределением мощности по элементам ансамбля. В рамках упрощенной модели ансамбля лазеров со связью ближайших соседей в [27] впервые было показано, что керровская нелинейность показателя преломления (ПП) может привести к устойчивой фазовой синхронизации. В работе [9] сообщалось о спонтанной селекции синфазной супермоды в волоконном лазере с семью активными сердцевинами. В [28] этот эффект был приписан влиянию резонансной части нелинейного коэффициента преломления,

связанной с поляризуемостью ионов в возбужденном состоянии [29]. Позднее детальные численные расчеты [30, 31] показали, что нелинейность ПП играет меньшую роль в селекции синфазной супермоды, чем эффект насыщения усиления. Ранее нами [25] было теоретически установлено, что в отсутствие нелинейности ПП насыщение усиления само по себе заметно увеличивает эффективность когерентного суммирования пучков в ансамбле волоконных лазеров со случайным разбросом их оптических длин, в каждый из которых инжектируется один и тот же сигнал.

В настоящей работе изучено совместное влияние эффекта насыщения усиления и резонансной нелинейности ПП на эффективность сложения лазерных пучков. Расчет на основе замкнутой модели путем численных итераций для ансамбля из 20 волоконных лазеров показал, что при полном учете нелинейности лазерной среды эффективность фазовой синхронизации может достигать  $70\%$ . В разд.2 приведены основные уравнения, описывающие ансамбль волоконных лазеров с глобальной внешней связью. В разд.3 даны результаты численного моделирования ансамбля лазеров, в каждый из которых инжектируется один и тот же сигнал. Обсуждается роль, которую играют в процессе фазовой синхронизации насыщение усиления и резонансная нелинейность коэффициента преломления. В разд.4 приведены результаты расчета мощности ансамбля лазеров в замкнутой модели.

## 2. Численная модель ансамбля волоконных лазеров с глобальной связью

Рассматриваемая модельная конструкция показана на рис.1 и состоит из ансамбля одномодовых волоконных лазерных элементов. Каждый элемент представляет собой активное волокно, длина которого является случайной величиной. Предполагается, что один из торцов волокна – идеальный отражатель. Второй торец играет роль полупрозрачного зеркала. Основная доля излучения, выходящего из каждого элемента, выводится наружу, оставшаяся его часть направляется в устройство, формирующее глобальную связь между элементами. Предполагается, что в этом устройстве происходит когерентное сложение всех пучков, после чего суммарный пучок расщепляется на  $N$  идентичных пучков, инжектируемых в элементы ансамбля через торцы волокон. Существует определенная связь между мощностью инжектируемого сигнала и отстройкой частоты от резонанса, которая обеспечивает устойчивый

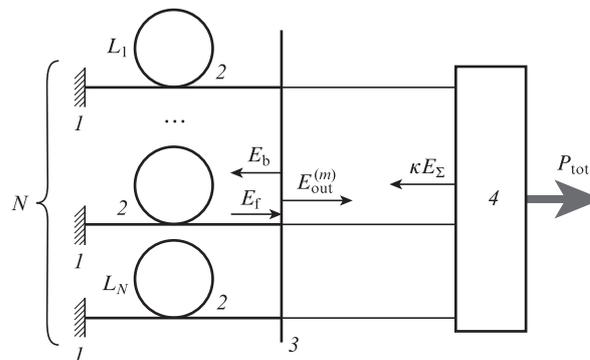


Рис.1. Схема ансамбля волоконных лазеров с глобальной связью: 1 – глухое зеркало; 2 – активные волокна; 3 – выходное зеркало с коэффициентом отражения  $r$ ; 4 – система обратной связи и вывода излучения.

режим управляемой генерации [32]. Если найдется длина волны излучения, на которой диапазоны захвата генерации всех лазеров перекроются, то ожидается устойчивая сфазированная генерация на этой длине волны всех элементов ансамбля.

Используем простейшую модель насыщения усиления в среде. Локальный коэффициент усиления (КУ) как функция интенсивности определяется выражением

$$g(x, y, z) = g_0/[1 + I(x, y, z)],$$

где  $I$  – интенсивность поля, нормированная на интенсивность насыщения, а  $g_0$  – локальный КУ слабого сигнала, предполагаемый для простоты постоянным в пределах активной сердцевины. Отдельно выполненные численные расчеты показали, что насыщение модового КУ (т. е. КУ, усредненного по поперечному профилю интенсивности моды) для одномодового волокна с хорошей точностью описывается формулой  $g(z) = g_0/(1 + P)$ , где  $P = P_f + P_b$  – мощность одномодового излучения, нормированная на мощность насыщения, полученную в отдельных расчетах. Полная мощность пучка в волокне в пренебрежении интерференцией встречных волн равна сумме их мощностей  $P_{f(b)} = |E_{f(b)}|^2$ , где  $E_{f(b)}$  – амплитуды волн, распространяющихся в прямом (f) или обратном (b) направлении по волокну. Эффектами, связанными с изменением поляризации полей, в данной модели пренебрегается.

В общем случае ПП волокна зависит от интенсивности излучения. В большинстве волоконных лазеров сдвиг фазы, обусловленный эффектом Керра, невелик ( $n_2 \approx 3 \times 10^{-20}$  м<sup>2</sup>/Вт). Более существенную роль может играть резонансная нелинейность ПП. Этот компонент связан с КУ через соотношение Крамерса–Кронига и пропорционален инверсии населенностей [28, 29]. Соответствующий фазовый сдвиг может быть приближенно записан как

$$\alpha \int_0^L g dz,$$

где  $L$  – длина волокна, а коэффициент оптической нелинейности  $\alpha$  слабо зависит от длины волны в пределах спектральной полосы усиления.

В сделанных предположениях амплитуды волн, распространяющихся по одномодовому волокну, определяются уравнениями

$$\frac{dE_{f(b)}}{dz} = \pm \beta E_{f(b)} \pm \frac{1}{2} g(z)(1 + i\alpha) E_{f(b)} \pm i k n_2 P E_{f(b)}, \quad (1)$$

где  $\beta$  – модовая постоянная распространения излучения с модулем волнового вектора  $k$ ; знаки «+» и «–» относятся соответственно к направлениям вперед и назад. Разделяя вещественную и мнимую части, можно получить уравнения для мощностей встречных волн

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

и выражение для фазового набег на одном проходе, вызванного нелинейной частью ПП [33],

$$\varphi_{nl} = \alpha G + \frac{n_2 k L}{G_0} P_b(L) \times \{\exp(2G) - 1 + P_b(L) \exp(-2G) [2G + \sinh(2G)]\}, \quad (3)$$

где

$$G = \int_0^L g(z) dz; \quad G_0 = g_0 L; \quad P_b(L) = \frac{\exp(2G) - 1}{G_0 - G}.$$

В отсутствие потерь в волокне мощности инжектируемого ( $P_{inj}$ ) и выходного ( $P_{out}$ ) пучков связаны соотношением

$$P_{out} = |E_{out}|^2 = P_{inj} + G_0 - G. \quad (4)$$

В лазере, управляемом внешним сигналом, интегральное усиление  $G$  должно быть ниже порога, т. е.  $r \exp G < 1$ , где  $r$  – амплитудный коэффициент отражения от выходного торца волокна. В противном случае лазер может генерировать излучение не только на частоте внешнего сигнала, но также и на собственных частотах резонатора, что приведет к сложной динамике генерации всего ансамбля. Мы ограничимся нахождением условий, при которых с некоторой вероятностью может быть реализован стационарный режим генерации сфазированного поля. Критическая мощность внешнего сигнала, при превышении которой генерация управляемого лазера стабильно захвачена, определяется выражением [32]

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

где  $t = \sqrt{1 - r^2}$ ;  $G_{th} = \ln(1/r)$  – интегральный пороговый КУ. Для типичного коэффициента отражения от торца волокна  $r = 0.2$  величина  $G_{th} \sim 1.61$ . В режиме стабильного захвата генерации внешним сигналом амплитуда поля выходного излучения может быть представлена в виде

$$E_{out} = \frac{\exp G - r \exp(-2i\varphi)}{\exp(-2i\varphi) - r \exp G} \sqrt{P_{inj}}, \quad (5)$$

где  $\varphi = \beta L + \varphi_{nl}$ . Заметим, что спектр выходного излучения имеет резонансные пики на собственных частотах резонатора ( $\varphi = l\pi$ , где  $l$  – целое число). Следует отметить, что нелинейность ПП может привести к многозначности решений уравнения (5) (см., напр., [34]).

Выражения (3)–(5) позволяют рассчитать амплитуду выходного поля для каждого элемента при следующих заданных параметрах: длина волны излучения, ОДЭ, мощность инжектируемого сигнала, КУ слабого сигнала и коэффициенты нелинейности ПП. Для ансамбля лазеров с фиксированной случайной выборкой значений ОДЭ поля выходных пучков определяются по формулам (3)–(5). Суммарное поле на выходе устройства связи находится по формуле

$$E_{\Sigma} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{m=1}^N E_{out}^{(m)}, \quad (6)$$

где  $m$  – номер лазера.

Мощность сигнала, формируемого в системе глобальной связи и инжектируемого в каждый элемент, определяется выражением  $P_{inj} = |\kappa E_{\Sigma}|^2 / N$ , где  $\kappa$  – коэффициент обратной связи. Таким образом, связь между амплитудами инжектируемых полей после  $n$ -го кругового обхода всей системы может быть описана выражением

$$E_{inj}^{(n+1)} = \frac{\kappa}{\sqrt{N}} \sum_{m=1}^N \frac{\exp G_m - r \exp(-2i\varphi_m)}{\exp(-2i\varphi_m) - r \exp G_m} E_{inj}^{(n)}. \quad (7)$$

Установившаяся мощность излучения, если решение уравнения (7) существует, может находиться с помощью итераций. Для взятой случайной выборки ОДЭ параметры элементов ансамбля фиксированы. Дополнительными общими параметрами являются КУ слабого сигнала  $G_0$  и доля  $\kappa^2$  полной выходной мощности, используемая для обратной связи. Прежде чем найти самосогласованное решение системы уравнений (3)–(7), полезно изучить свойства суммы в правой части уравнения (7). Длина волны излучения, входящая в постоянную распространения, существенно влияет на результат сложения выходных пучков элементов. Как было показано в ряде работ [13, 17, 18, 21, 22], где изучались свойства суммы полей когерентных пучков, прошедших через среды с разными оптическими длинами, суммарное поле пучков, сложенных на общей апертуре, оказывается резко меняющейся функцией длины волны.

### 3. Влияние нелинейности КП на эффективность сложения полей

Возможность фазовой синхронизации ансамбля лазеров с глобальной связью определяется, в первую очередь, эффективностью сложения полей в устройстве обратной связи. В ряде работ [12, 17, 35] высказывалось мнение о том, что резонансная нелинейность ПП может оказаться главным фактором, положительно влияющим на процесс фазовой синхронизации лазеров в ансамбле. В работе [25] было показано, что насыщение КУ без учета нелинейности ПП заметно улучшает эффективность фазовой синхронизации ансамбля с глобальной связью. Чтобы выявить специфическую роль нелинейности ПП, рассмотрим ту же систему одномодовых волоконных лазеров, которая анализировалась в работе [25]. Длины усиливающих волокон задаются выражением  $L_m = 10 + 0.1m + \delta l_m$  (в метрах), где  $\delta l_m$  — случайная отстройка длины волокна  $m$ -го лазера. Показатель преломления среды равен 1.5.

В данной работе в качестве характерной мощности инжектируемого сигнала взята величина  $P_{cr}/2$ . При такой мощности лазеры захватываются внешним сигналом при отстройке фазового набега от резонанса на величину  $|\varphi_m| < \pi/4$ . Если отстройки фаз не попадают в этот диапазон, КУ остается выше порогового значения, и лазер может генерировать самостоятельно.

Численные расчеты выполнялись в следующем порядке. При заданной длине волны инжектируемого излучения из диапазона  $[\lambda_0 - \delta\lambda_{max}, \lambda_0 + \delta\lambda_{max}]$  ( $\lambda_0 = 1.05$  мкм,  $\delta\lambda_{max} = 2$  нм) численно находились амплитуда и фаза поля выходного излучения для каждого элемента из системы трансцендентных уравнений (3)–(5). Выходное поле всего ансамбля  $E_\Sigma$  определялось по формуле (6). Спектр этого поля имеет сложную структуру [25] с тремя различными масштабами, обусловленными случайным разбросом длин волокон порядка нескольких миллиметров, регулярным приращением длины волокна, кратным 10 см, и биениями мод с различным продольным номером. Относительная разность частот продольных мод в зависимости от номера лазера изменяется на доли процента.

Для каждой случайной выборки длин волокон  $\{L_m\}$  находилась длина волны в пределах полосы усиления (4 нм), для которой эффективность сложения выходных полей лазеров  $\eta = |E_\Sigma(\delta\lambda)|^2/P_0$  максимальна (здесь  $P_0$  — суммарная мощность в отсутствие случайного разброса длин лазеров). Для найденного значения длины волны определялось число лазеров, захваченных инжектируемым сиг-

налом, т.е. удовлетворяющих условию  $G < G_{th}$ . Результаты расчетов для 200 выборок длин лазеров при фиксированном среднеквадратичном разбросе длин волокон  $\langle \delta l_m \rangle$  усреднялись.

Результаты усреднения по выборкам приводятся на рис.2 при КУ слабого сигнала  $G_0 = 3.7$ . В отсутствие нелинейности ПП средняя эффективность монотонно снижается с увеличением размера ансамбля, а число лазеров в режиме захвата инжектируемым сигналом достигает максимума ( $\sim 6$ ) и затем уменьшается до 2–4. Таким образом, в этом случае максимальный размер ансамбля, в котором может быть реализована фазовая синхронизация, составляет  $\sim 7$ –8 лазеров. Резонансная нелинейность ПП при любом знаке коэффициента  $\alpha$  приводит к некоторому росту эффективности синхронизации полей и радикально изменяет поведение числа лазеров  $N_L$ , захваченным внешним сигналом. Это число монотонно растет с ростом размера ансамбля вплоть до  $N = 20$ .

Чтобы выявить роль нелинейности ПП, проанализируем вначале эффект уменьшения числа захватываемых лазеров с ростом размера ансамбля в модели без учета нелинейности ПП. Поскольку этот эффект возникает при усреднении по случайным выборкам, то естественно обратиться к теории вероятности. В асимптотическом пределе большого ансамбля однопроходный фазовый набег в отдельном лазере можно полагать равным  $l\pi$  со случайной отстройкой, имеющей равномерное распределение в

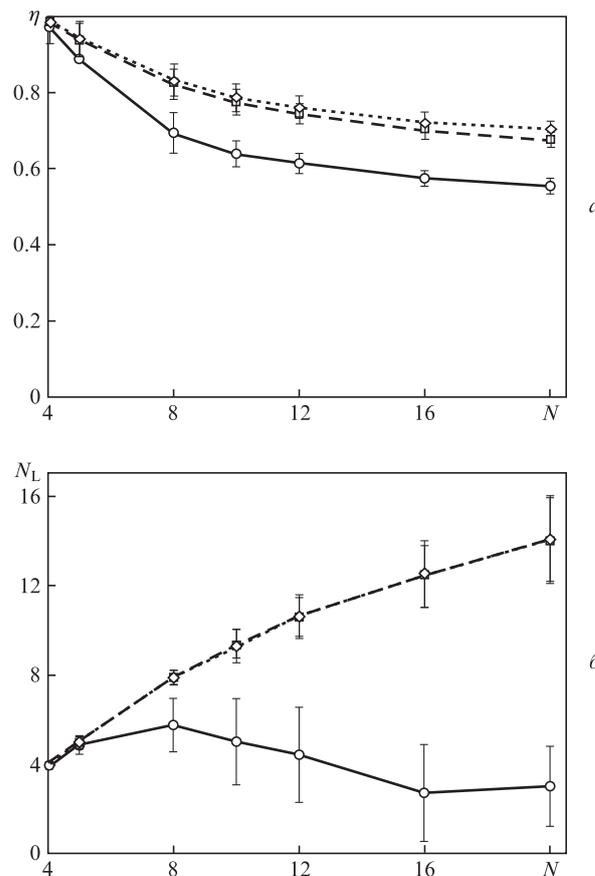


Рис.2. Усредненные по 200 случайным реализациям эффективность синхронизации  $\eta$  (а) и число захваченных лазеров  $N_L$  (б) в зависимости от числа лазеров  $N$  в ансамбле. Среднеквадратичный разброс длин волокон  $\langle \delta l_m \rangle = 1$  мм,  $G_0 = 3.7$ ,  $P_{inj} = P_{cr}/2$ , ширина спектральной полосы усиления 4 нм. Сплошные кривые соответствуют  $\alpha = 0$ , штриховые —  $\alpha = 1$ , пунктирные —  $\alpha = -1$ .

интервале  $(0, \pi)$ . При варьировании длины волны в спектральной полосе усиления происходит смена случайных комбинаций  $\varphi_m$  (отметим, что целое число  $l$  не влияет на суммарное поле). Эффективность сложения полей будет не мала только в том случае, когда значения фазовых отстроек близки друг другу в большинстве лазеров. Центральная отстройка фазы в общем случае не равна нулю. Таким образом, нас интересует вероятность того, что отстройки фаз во всех лазерах попадают в интервал  $(\varphi_c - \delta\varphi, \varphi_c + \delta\varphi)$ , где  $\varphi_c$  – центр интервала, а  $2\delta\varphi$  – его ширина. В пределе большого размера ансамбля [33] суммирование полей лазеров можно заменить интегралом и определить эффективность суммирования выражением  $\eta = |E_{av}(\varphi_c, \delta\varphi)|^2/P_0$ , где

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

Здесь  $E_{out}(G_0, \varphi)$  находится путем решения уравнений (3)–(5). При мощности инжекции меньше критической следует учесть также ограничение на отстройки фаз  $\varphi_m$ , связанное с устойчивостью режима генерации, управляемой внешним сигналом [36].

На рис.3 показаны изолинии эффективности сложения полей  $\eta$  на плоскости  $\varphi_c, \delta\varphi$  при мощности инжектируемого сигнала, равной половине критической, в отсутствие нелинейности ПП ( $\alpha = 0$ ). Отрезок прямой, описываемой уравнением  $\delta\varphi = \pi/4 - \varphi_c$ , ограничивает сверху область состояний на плоскости  $\varphi_c, \delta\varphi$ , соответствующих режиму захвата частоты внешним сигналом. Площадь области между двумя изолиниями  $\eta$ , отнесенная к общей площади на рис.3, равной  $\pi^2/4$ , определяет вероятность того, что эффективность суммирования полей находится в интервале ее значений для двух соответствующих изолиний.

Из рис.3 видно, что при эффективности сложения полей  $\eta \geq 0.8$  генерация во всех лазерах контролируется внешним сигналом. С уменьшением  $\eta$  до значений, меньших 0.8, начинает резко возрастать площадь области возможных состояний фаз  $\varphi_m$ , где захват генерации внешним сигналом прекращается. При этом середина полосы усреднения, при которой ширина захвата  $\delta\varphi$  максимальна, сильно смещается от нуля. Этот эффект обусловлен тем, что уменьшение эффективности сложения полей связано с ростом отстроек фаз выходных полей лазеров. При невысокой эффективности сложения вероятность того, что основной вклад в суммарное поле дают лазеры с малой

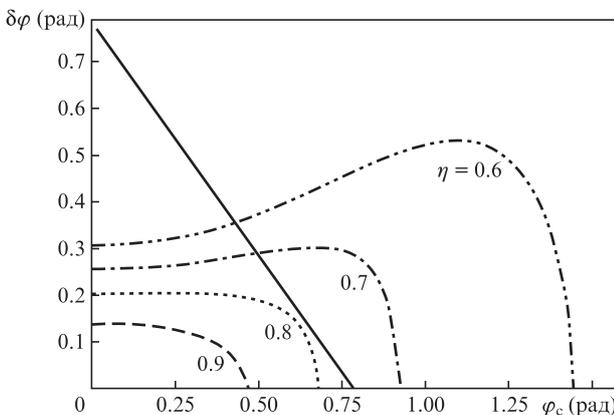


Рис.3. Изолинии эффективности синхронизации ансамбля лазеров с глобальной связью при  $G_0 = 3.7$ ,  $P_{inj} = P_{cr}/2$ . Условие частотного захвата генерации каждого лазера выполняется в области под прямой линией.

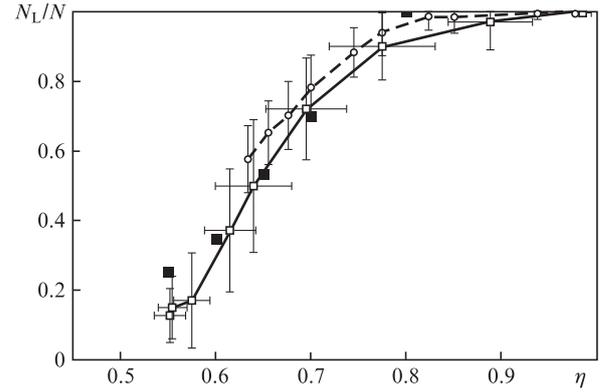


Рис.4. Зависимости доли лазеров в режиме захвата излучения от эффективности синхронизации ансамбля с теми же параметрами, что и для рис.2. Сплошная кривая соответствует  $\alpha = 0$ , штриховая –  $\alpha = 1$ ; черные квадраты – расчет по полуаналитической модели.

отстройкой от резонанса, падает, а вероятность образования группы лазеров с близкими частотами при отстроении от точного резонанса значениях  $\varphi$  растет.

Часть области на рис.3 под изолинией с заданной эффективностью лежит ниже прямой  $\delta\varphi = \pi/4 - \varphi_c$ . Площадь этой части области определяет долю лазеров ансамбля в режиме стабильного захвата генерации внешним сигналом  $N_L/N$  при условии, что эффективность сложения полей больше заданной. Найденная такая образом доля захваченных лазеров как функция эффективности показана квадратами на рис.4. Там же приведены результаты прямого статистического расчета для ансамблей с теми же параметрами, что и для рис.2, и с усреднением по 200 случайным реализациям. Видно, что результаты теории, основанной на асимптотическом анализе, хорошо согласуются с результатами прямого расчета.

Учет в модели резонансного нелинейного набега фазы  $\Delta\varphi_m = \alpha G_m$  приводит к небольшому росту (менее 15%) эффективности синхронизации при любом знаке нелинейности и к существенному увеличению доли захватываемых лазеров. Даже при большом размере ансамбля число захватываемых лазеров продолжает расти (рис.2,б). Из рис.4 (штриховая кривая) видно, что при фиксированной эффективности увеличение доли захватываемых внешним сигналом лазеров за счет резонансной нелинейности ПП находится в пределах статистической погрешности. Таким образом, именно увеличение эффективности сложения полей на выходе из ансамбля лазеров при учете в модели резонансной нелинейности ПП играет главную роль в эффекте роста размера сфазированного ансамбля.

До сих пор изучалась эффективность сложения полей, излучаемых ансамблем волоконных лазеров, в каждый из которых подавался внешний сигнал заданной мощности на заданной длине волны. В ансамбле с глобальной оптической связью между элементами этот сигнал формируется путем «отщепления» доли  $\kappa E_\Sigma$  выходного суммарного поля. В следующем разделе анализируется замкнутая модель системы с заданным коэффициентом обратной связи  $\kappa$ .

#### 4. Модель фазовой синхронизации ансамбля с заданной обратной связью

Рассмотрим теперь систему с глобальной связью, в которой инжектируемая в каждый лазер мощность определяется по формуле  $P_{inj} = |\kappa E_\Sigma|^2/N$ . Естественно взять для

начала длину волны излучения, генерируемого ансамблем, равной той, при которой эффективность суммирования полей при заданных параметрах элементов ансамбля максимальна в пределах полосы усиления. Следующий шаг – итерационный расчет выходной мощности сфазированного ансамбля лазеров. В качестве примера, представляющего самостоятельный интерес, взят ансамбль из 20 волоконных лазеров с глобальной связью. На рис.5 сопоставляются спектральный отклик и суммарная мощность ансамбля с фиксированной случайной выборкой ОДЭ в окрестности максимума спектрального отклика. Обе величины нормированы на максимум в резонансе. Звездочками обозначены границы спектральной области захвата (т.е. диапазона, вне которого начинается независимая генерация части лазеров в ансамбле). Видно, что положения максимумов обеих величин совпадают. Ширина резонансной кривой для мощности оказывается меньше, чем для спектрального отклика. Учет нелинейности ПП при небольшом превышении порога генерации ( $G_0 = 2$ ) вносит небольшую асимметрию в спектральный отклик и заметно искажает спектральную зависимость выходной мощности (рис.5,б). При больших значениях КУ слабого сигнала итерации перестают сходиться, что связано с возникающей многозначностью зависимости собственных частот резонаторов от мощности, циркулирующей внутри них.

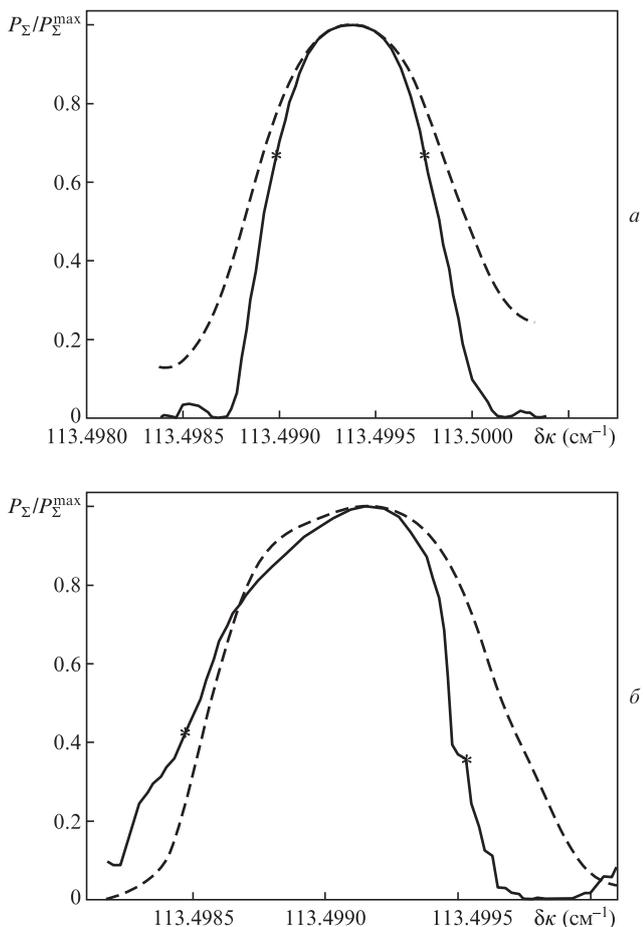


Рис.5. Суммарная мощность (сплошная кривая,  $\kappa = 0.45$ ) и спектральный отклик при фиксированной мощности инжекции (штриховая кривая,  $P_{inj} = P_{cr}/2$ ) для ансамбля из 20 лазеров в зависимости от отстройки частоты при  $G_0 = 2$ ,  $\langle \delta l_m \rangle = 1$  мм,  $2\delta l_{max} = 4$  нм,  $\alpha = 0$  (а) и 1 (б).

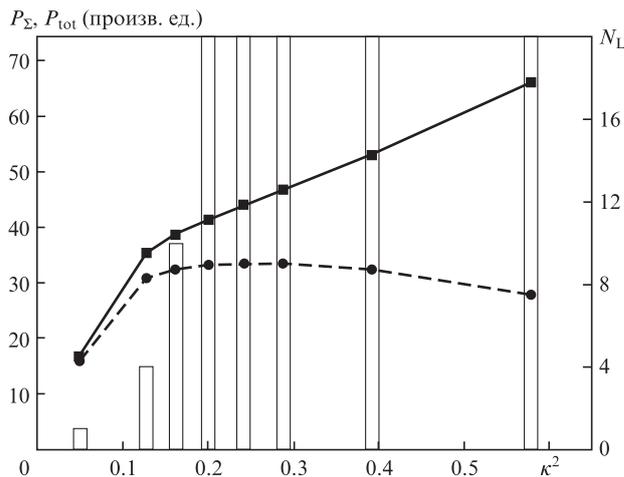


Рис.6. Мощность  $P_\Sigma$  излучения ансамбля из 20 лазеров перед системой обратной связи (сплошная кривая), полная выходная мощность  $P_{tot}$  (штриховая кривая) и число захваченных лазеров  $N_L$  (гистограмма) в зависимости от доли мощности, используемой для обратной связи, при  $G_0 = 3.7$ ,  $\alpha = 0$ .

Следует отметить, что доля мощности выходного излучения, используемая в системе связи между элементами, является важным параметром. Рост этой доли увеличивает силу связи, что повышает вероятность достижения режима фазовой синхронизации всех лазеров. Две причины ограничивают рост этой доли: нелинейные эффекты в сумматоре и уменьшение выходной мощности. Нелинейные эффекты в сумматоре здесь не анализируются, т.к. для этого требуется конкретизация его конструкции.

На рис.6 приведены мощность ансамбля из 20 лазеров перед системой глобальной связи ( $P_\Sigma = |E_\Sigma|^2$ ) и выходная мощность ( $P_{tot} = 1 - \kappa^2 P_\Sigma$ ) для разных значений параметра  $\kappa^2$  при  $\alpha = 0$ ,  $G_0 = 3.7$  и случайной выборке длин лазеров, как для рис.5. Гистограмма показывает долю захваченных лазеров. Выходная мощность при заданных параметрах ансамбля и фиксированной случайной выборке максимальна при доле мощности, отбираемой в устройство глобальной связи,  $\kappa^2 \sim 0.2-0.3$ . При меньших значениях  $\kappa$  часть лазеров начинает генерировать независимо, а при больших  $\kappa$  выходная мощность падает. Отметим, что значение  $\kappa^2 = 0.2$  соответствует инжектируемой в каждый элемент мощности  $P_{inj} = 0.42$ , что выше критической мощности для заданных параметров ( $P_{cr} = 0.362$ ). Учет в модели нелинейности ПП с  $\alpha = 1$  при  $G_0 = 3.7$  и  $\kappa^2 = 0.2$  приводит к росту эффективности сложения пучков от 0.53 при  $\alpha = 0$  до 0.64 при  $\alpha = 1$ . Поскольку с ростом эффективности сложения полей увеличивается и мощность инжекции в каждый лазер, то выходная мощность за счет нелинейности возрастает примерно на 20%.

На рис.7 приведена зависимость выходной мощности от интегрального КУ слабого сигнала  $G_0$  для той же, что и для рис.5,6, реализации ансамбля из 20 лазеров и  $\alpha = 0$  при двух значениях коэффициента обратной связи. Цену, которую нужно заплатить за фазовую синхронизацию, характеризует сравнение выходной мощности для систем с заданным и нулевым разбросом ОДЭ. Эффективность системы, т.е. отношение выходной мощности ансамбля к мощности того же ансамбля, но в отсутствие разброса ОДЭ, растет с ростом КУ слабого сигнала и достигает 59% при  $G_0 = 5.2$ . Учет в модели нелинейности ПП с  $\alpha = 1$  приводит к увеличению эффективности до 70%, что за-

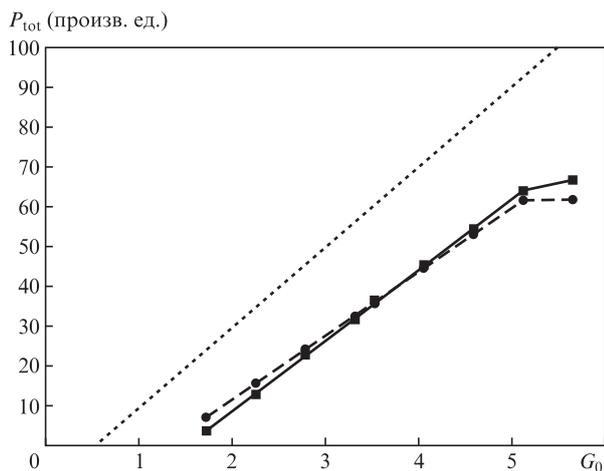


Рис.7. Выходная мощность ансамбля из 20 лазеров как функция интегрального КУ слабого сигнала при  $\kappa^2 = 0.2$  (сплошная линия) и 0.3 (штриховая линия). Пунктирная линия – выходная мощность в отсутствие разброса ОДЭ при  $\kappa^2 = 0.2$ .

метно выше предсказываемой и наблюдаемой эффективности (54%) синхронизации системы из 16 волоконных усилителей с X-разветвителями [23]. С дальнейшим ростом КУ слабого сигнала учет оптической нелинейности приводит к отсутствию сходимости итераций при решении уравнения (6), что может указывать на неустойчивость стационарной генерации ансамбля. Следует подчеркнуть, что результаты расчетов, представленные на рис.5–7, соответствуют некоторой фиксированной выборке ОДЭ со среднеквадратичным разбросом 1 мм. Представление о вариациях выходных характеристик, связанных с изменением выборки случайных значений ОДЭ, дают рис.2 и 4.

## 5. Заключение

Разработанная самосогласованная модель ансамбля волоконных лазеров с внешней системой глобальной связи позволяет рассчитывать достижимую выходную мощность в режиме фазовой самосинхронизации излучения. Учитываются наличие многих продольных мод в резонаторе отдельного лазера, нелинейность ПП и неоднородность поля по длине резонатора. Каждый элемент ансамбля рассматривается как лазер, управляемый инжекцией сигнала, поступающего из системы глобальной связи. Указан интервал значений квадрата коэффициента обратной связи  $\kappa^2 \sim 0.2-0.3$ , в котором может быть реализована устойчивая фазовая синхронизация ансамблей волоконных лазеров с глобальной связью. Предсказана возможность достижения эффективности фазовой синхронизации для ансамбля из 20 лазеров, равной 70%, что заметно превышает достигнутые ранее значения. Мы связываем это с тем, что в нашей модели рассматривается ансамбль лазеров, каждый из которых имеет собственный резонатор, а не система усилителей в общем резонаторе. Реализованный подход с небольшими модификациями может быть использован для описания лазерных ансамблей со связью через X-разветвители [12, 13] или с фурье-связью [15]. Предметом дальнейшего изучения остается анализ динамической устойчивости режима фазовой син-

хронизации, особенно при наличии нелинейности ПП, а также изучение режимов с частичной фазовой синхронизацией ансамбля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 11-02-00298-а).

1. Gapontsev D. *Proceedings Solid State Diode Laser Technol. Rev. (SSDLTR)* (Albuquerque, NM, USA, 2008).
2. Richardson D.J., Nilsson J., Clarkson W.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, B63 (2010).
3. Feve J.P., Schrader P.E., Farrow R.L., Kliner D.A.V. *Opt. Express*, **15**, 4647 (2007).
4. Daneu V., Sanchez A., Fan T.Y., Choi H.K., Turner G.W., Cook C.C. *Opt. Lett.*, **25**, 405 (2000).
5. Shay T.M., Baker J.T., Sanchez A.D., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7195**, 71951M (2009).
6. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990).
7. Глова А.Ф. *Квантовая электроника*, **33**, 283 (2003).
8. Glas P., Naumann M., Schirrmacher A., Pertsch Th. *Opt. Commun.*, **151**, 187 (1998).
9. Cheo P.K., Liu A., King G.G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, 439 (2001).
10. Fader W.J., Palma G.E. *Opt. Lett.*, **10**, 381 (1985).
11. Лындин Н.М., Сычугов В.А., Тихомиров А.Е., Абрамов А.А. *Квантовая электроника*, **21**, 1441 (1994).
12. Shirakawa A., Saitou T., Sekiguchi T., Ueda K. *Opt. Express*, **10**, 1167 (2002).
13. Sabourdy D., Kermène V., Desfarges-Berthelemot A., Lefort L., Barthélémy A., Even P., Pureur D. *Opt. Express*, **11**, 87 (2003).
14. Shirakawa A., Matsuo K., Ueda K. *Techn. Dig. CLEO 2004* (San Francisco, USA, 2004, CThGG2).
15. Corcoran C.J., Rediker R.H. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 759 (1991).
16. Bochove E.J., Shakir S.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 320 (2009).
17. Bruesselbach H., Jones D.C., Mangir M.S., Minden M., Rogers J.L. *Opt. Lett.*, **30**, 1339 (2005).
18. Герасимов В.Б., Захаров М.В., Любимов В.В., Макаров Н.А., Орлов В.К. *Квантовая электроника*, **13**, 1278 (1986).
19. Высоцкий Д.В., Ёлкин Н.Н., Напартович А.П., Трошчиева В.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 271 (2002).
20. Napartovich A.P., Vysotsky D.V. *J. Mod. Opt.*, **50**, 2715 (2003).
21. Wu T.W., Chang W.Z., Galvanauskas A., Winful H.G. *Opt. Express*, **17**, 19509 (2009).
22. Kouznetsov D., Bisson J., Shirakawa A., Ueda K. *Opt. Rev.*, **12**, 445 (2005).
23. Chang W.Z., Wu T.W., Winful H., Galvanauskas A. *Techn. Dig. CLEO 2009* (San Francisco, USA, 2009, JTuD63).
24. Cao J.Q., Hou J., Lu Q.Sh., Xu X.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**, 1187 (2008).
25. Высоцкий Д.В., Ёлкин Н.Н., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **40**, 861 (2010).
26. Corcoran C.J., Durville F., Ray W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **47**, 1043 (2011).
27. Голубенцев А.А., Лиханский В.В., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **16**, 730 (1989).
28. Bochove E.J., Cheo P.K., King G.G. *Opt. Lett.*, **28**, 1200 (2003).
29. Dignonnet M.J.F., Sadowski R.W., Shaw H.J., Pantell R.H. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 299 (1997).
30. Высоцкий Д.В., Ёлкин Н.Н., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **36**, 73 (2006).
31. Elkin N.N., Napartovich A.P., Troshchieva V.N., Vysotsky D.V. *Opt. Commun.*, **277**, 390 (2007).
32. Gordon R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **42**, 353 (2006).
33. Napartovich A.P., Elkin N.N., Vysotsky D.V. *Proc SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7580**, 758021 (2010).
34. Felber F.S., Marburger J.H. *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 731 (1976).
35. Wang B., Mies E., Minden M., Sanchez A. *Opt. Lett.*, **34**, 863 (2009).
36. Napartovich A.P., Elkin N.N., Vysotsky D.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7914**, 791428 (2011).