

# Теория фазовой синхронизации ансамбля лазеров с фурье-связью

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

*Аналитически исследован характер связи при фазовой синхронизации ансамбля волоконных лазеров с помощью внешнего зеркала, расположенного на фокусном расстоянии от плоскости выходных торцов отдельных лазеров. Выведено явное выражение для собственного числа резонатора и указано ограничение на ширину интервала перестройки длин волн, при которой фазовая синхронизация излучения для данной конструкции сохраняется. Рассмотрено влияние разброса оптических длин волокон на эффективность фазовой синхронизации. Проанализирована эффективность фазовой синхронизации излучения при разбросе оптических длин волокон, много большем длины волны излучения.*

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

## 1. Введение

Фазовая синхронизация излучения ансамблей излучателей сохраняет привлекательность для разработчиков мощных источников когерентного излучения на основе полупроводниковых и волоконных лазеров. На сегодняшний день мощность выходного излучения полупроводниковых лазеров в режиме генерации одной поперечной моды ограничена несколькими ваттами [1]. Поскольку в волоконных лазерах предел увеличения мощности одномодовой генерации, обусловленный нелинейными процессами в активной среде, практически достигнут [2], возможность дальнейшего роста мощности выходного пучка с дифракционной расходимостью связывается с использованием методов спектрального и когерентного сложения пучков.

При спектральном сложении пучков [3] каждый канал генерирует на своей частоте, а затем выходное излучение через общую дифракционную решётку выводится наружу в виде одного пучка. В системах с когерентным сложением нужно обеспечить фазовую синхронизацию излучения во всех каналах системы на одной частоте коллективной моды. В отличие от спектрального сложения пучков, фазовая синхронизация излучения в каналах позволяет получить излучение с узким спектром, что необходимо для некоторых приложений. Кроме того, метод спектрального сложения может быть использован для дальнейшего увеличения выходной мощности системы, состоящей из сфазированных подсистем.

Устойчивая фазовая синхронизация может быть обеспечена в схеме глобальной (параллельной) связи [4], при которой каждый лазер в ансамбле связан со всеми остальными. В настоящее время наиболее разработанным способом организации глобальной связи является селекция коллективных мод ансамбля потерями в каком-либо

внешне- или внутррезонаторном пространственном фильтре. В работах [5, 6] описано когерентное сложение полей излучения ансамбля волоконных лазеров, попарно связанных волоконными X-разветвителями. При этом один из выходов X-разветвителя используется для сложения полей, а другой остается открытым (скалывается под углом), что приводит к потерям. При генерации излучения потери могут быть сведены к нулю при определённой разности фаз полей на открытом выходе за счёт деструктивной интерференции. Такая архитектура может быть последовательно продолжена на большое количество фазуемых лазеров. Её недостатками являются вывод излучения всего ансамбля в одномодовое волокно и нестабильность генерации во времени [7].

Другой способ создания связи лазеров, впервые реализованный в [8], основан на использовании эффекта Тальбо [9]. В применении к волоконным лазерам с активными сердцевинами, расположенными по кольцу, тальботовский фильтр выполняется в виде дополнительного кольцевого волновода определённой длины [10]. В работе [11] было показано, что глобальный характер связи в тальботовском фильтре позволяет синхронизовать излучение каналов даже при большом разбросе их оптических длин. Недостатками подобной конфигурации являются конструктивная сложность и высокие требования к юстировке. В работе [12] получены предварительные результаты, свидетельствующие о возможности фазовой синхронизации 19-канального волокна за счёт двумерного эффекта Тальбо в пассивном волокне.

Ещё один способ фазовой синхронизации, предложенный и реализованный в работе [13], основан на связи через общую дифракционную решётку с одинаковым распределением интенсивности излучения в порядки дифракции. Однако характер связи в такой схеме до сих пор детально не исследован.

Распределение поля в фокальной плоскости линзы или зеркала и есть распределение поля в дальней зоне, получение минимального размера которого является задачей лазерной техники. В работах [14, 15] для широкоапертурного твердотельного лазера минимизация этого размера осуществлялась ограничивающей диафраг-

Д.В.Высоцкий, А.П.Напартович, В.Н.Трошцева. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: dima@triniti.ru

Поступила в редакцию 16 августа 2006 г.

мой в фокальной плоскости одного из зеркал. Эта диафрагма выделяла моду лазера с наименьшим радиусом распределения в дальней зоне, эффективно подавляя все остальные.

В обзоре [16] отмечалось, что связь ансамбля лазеров с помощью внешнего резонатора с диафрагмой в фокальной плоскости обладает свойством глобальности. Однако такая геометрия даже в случае идеального ансамбля имеет потери, обусловленные тем, что в распределении поля в дальней зоне используется только центральный максимум, а боковые порядки теряются. Впоследствии были рассмотрены варианты использования разных видов апертур в фурье-плоскости внешнего резонатора для многоканальных лазеров различных типов [17, 18]. В частности, в работах [19, 20] фазовая синхронизация излучения ансамбля  $\text{CO}_2$ -лазеров достигалась с помощью системы отверстий в диафрагме, соответствующих множественным максимумам распределения поля синфазной моды в дальней зоне.

Естественным развитием упомянутого выше метода фильтрации поля в дальней зоне является использование в качестве селективирующей апертуры в фурье-плоскости выходных торцов самого ансамбля лазеров при условии совпадения распределений. Такой составной резонатор впервые применялся для синхронизации полупроводниковых лазеров с волоконным выводом излучения в работе [21]. Впоследствии аналогичная конструкция использовалась в [22] для синхронизации волоконных лазеров. Цель настоящей работы – анализ схемы глобальной связи, основанной на использовании внешнего зеркала, в фокус которого помещены выходные торцы системы активных волокон [21]. Для краткости будем называть эту схему схемой фурье-резонатора.

## 2. Свойства воспроизведения поля в фурье-резонаторе

Рассматриваемая конструкция (рис.1) состоит из одномерного ансамбля лазеров с периодом решетки  $A$  и шириной апертуры отдельного лазера  $2a$ . Внешнее зеркало с радиусом кривизны  $R$  расположено на расстоянии  $L = R/2$  от плоскостей выходных апертур лазеров, так что выходные торцы элементов набора находятся в фокальной плоскости зеркала. Для уменьшения дифракционных потерь в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка, предполагается использовать коллимирующую цилиндрическую линзу. Для простоты считается, что отражением поля излучения от выходной грани отдельного лазера можно пренебречь, т. е. отдельные во-

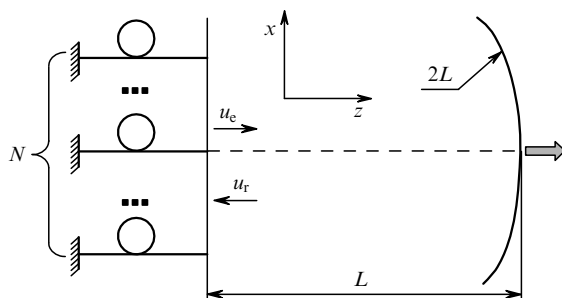


Рис.1. Схема ансамбля волоконных лазеров с общим полуконфокальным резонатором.

локна играют роль двухпроходных усилителей с полным отражением в глухих торцах. Кроме того, рассмотрение ограничивается нечётным числом лазеров в ансамбле:  $N = 2N_c + 1$ .

Круговой обход в рассматриваемом резонаторе, если начинать с плоскости выходных торцов волоконных усилителей, состоит из прохода до зеркала и обратно, затем инжекции оптического изображения, полученного от зеркала, на систему торцов волокон и двойного прохода по системе волокон. В данной работе мы ограничиваемся анализом пассивной системы, считая отражение от зеркала и от глухих торцов волокон идеальным. Поскольку в общем случае возвращаемое на торцы поле не совпадает с излучаемым из торцов, то оно может быть представлено в виде системы полей мод отдельных сердцевин и поля, не захватываемого сердцевинами. Последнее «размазывается» по полной большой апертуре оболочки и может быть ответственным за фон, наблюдаемый в дальней зоне в экспериментах [23]. В настоящей работе мы рассматриваем это поле как потери.

Известно, что дираковская гребёнка, т. е. функция  $\sum_m \delta(x - mA)$ , при преобразовании Фурье превращается в аналогичную гребёнку, выраженную в переменных Фурье. При правильном подборе отношения фокуса зеркала к периоду решётки возвращаемое поле для бесконечной системы будет точно воспроизводиться. Это означает, что в приближении параксиальной оптики полуконфокальный резонатор имеет моду в виде решетки дельта-функций. Для двумерных периодических решеток эффект дельта-функции при воспроизведении сохраняется. Если теперь заменить бесконечную решетку конечной периодической структурой, амплитуды пиков которой имеют плавную огибающую, то можно надеяться, что эффект воспроизведения решетки хотя бы приближенно сохранится. Действительно, в [24] показано, что в пределе большого числа элементов одномерная гребёнка гауссовых пучков с общей гауссовой огибающей является модой конструкции, показанной на рис.1.

В [25] показано, что в пределе большого размера системы связь в таком наборе хотя и неоднородна, но охватывает все элементы набора, так что резонатор с фурье-самовоспроизведением обладает единственной поперечной модой, у которой фазы полей во всех каналах равны друг другу. В работах по теоретическому анализу резонаторов с фурье-связью [24, 26–28] основное внимание уделялось поиску функций, которые самовоспроизводятся при преобразовании Фурье и, таким образом, являются собственными функциями внешнего резонатора. Так, в работах [27, 28] анализируется набор гауссовых пучков с плавной гауссовой огибающей. При этом в [27] построено точное решение задачи для одномерной бесконечной системы с гауссовой огибающей полей на выходе из волокна, в каждом из которых поле имеет гауссов профиль. В действительности в волоконном лазере распределение поперечной моды жестко задано профилем волноводного показателя преломления и строго зануляется в пространстве между волокнами. Можно показать, что в таком случае точно воспроизводимых распределений для конечного числа элементов не существует. Однако, если приблизить реальные распределения на выходе, выбрав их близкими к гауссовым, и отнести к потерям излучение в дополнительных изображениях апертур, возникающих в конечном наборе волокон, такой подход даст разумную точность при большом количестве лазеров.

Проанализируем вначале свойства фурье-резонатора на качественном уровне. Поле излучения после прохода от плоскости выходных торцов волокон до внешнего зеркала и обратно может быть выражено через преобразование Фурье начального распределения:

$$\hat{F}[u(x)] = (i\lambda L)^{-1/2} \int \exp\left(-\frac{ikxx'}{L}\right) u(x') dx', \quad (1)$$

где  $\lambda = 2\pi/k$  – длина волны излучения (интегрирование проводится по всей оси). Если излученное набором лазеров поле

$$u_e = \sum_{n=-N_e}^{N_e} g(n) f(x - An) \exp(i\varphi_n)$$

(где  $g(n)$  – огибающая распределения поля по волокнам,  $\varphi_n$  – фаза излучения  $n$ -го волокна,  $f(x)$  – профиль моды в отдельном волокне), то поле после прохода до зеркала и обратно

$$u_r(x) = \left(-\frac{i}{\lambda L}\right)^{1/2} \left[ \int f(x') \exp\left(-\frac{ikxx'}{2L}\right) dx' \right] \times \sum_{n=-N_e}^{N_e} g(n) \exp(i\varphi_n) \exp\left(\frac{ikxAn}{L}\right). \quad (2)$$

Выражение (2) содержит две функции, одна из которых соответствует огибающей, возникшей из преобразования Фурье поля одного пучка, а вторая является решеточной суммой, в которую вносят вклад поля всех излучателей. Это обстоятельство позволяет говорить о глобальности связи в данной системе. Решеточная сумма является бесконечной периодической функцией с периодом  $\lambda L/A$ , который совпадает с периодом набора излучателей  $A$  при условии

$$\lambda_0 L = A^2, \quad (3)$$

выполняющемся при заданных  $L$  и  $A$  только для одной длины волны –  $\lambda_0$ , которую назовём резонансной. При отстройке длины волны излучения период меняется, так что для крайних волокон их изображение уже не попадает в сердцевину. Отсюда возникает ограничение на допустимый интервал длин волн излучения, имеющее следующий вид:

$$\frac{\delta\lambda_{\max}}{\lambda_0} \sim \frac{a}{N_e A}. \quad (4)$$

Чтобы связь была глобальной, ширина огибающей, определяемой образом Фурье моды волокна, должна быть порядка размера набора волокон, т.е.  $\lambda L/\pi a \sim N_e A$ . Из этого условия и равенства (3) следует ограничение на максимальное значение полуширины апертуры одного элемента:

$$a_{\max} \sim \frac{A}{\pi N_e}. \quad (5)$$

Таким образом, фактор заполнения излучающей апертуры должен падать с ростом размера ансамбля лазеров. Аналогичное требование возникает в схеме глобальной связи в кольцевом фильтре Тальбо [29]. С учётом огра-

ничения (5) допустимый интервал длин волн убывает обратно пропорционально квадрату числа волокон в наборе  $|\delta\lambda_{\max}| \sim \lambda_0/(\pi N_e^2)$ .

Для резонансной длины волны  $\lambda_0$  решеточная сумма в (2) определяет профиль поля, инжектируемого в волокна. В конечном ансамбле лазеров огибающая  $g(n)$  имеет ширину порядка  $2N_e A$ . В пределе большого числа волокон и в отсутствие разброса фаз профили полей, инжектируемых в отдельные волокна, будут приближенно описываться непрерывным фурье-образом огибающей  $g(n)$ , который имеет ширину порядка  $\lambda_0 L/(\pi N_e A) = A/(\pi N_e) \simeq a$ . Требуемое уменьшение фактора заполнения излучающей апертуры с ростом числа волокон приводит к перераспределению мощности излучения в дальней зоне из нулевого в боковые порядки, которое нужно корректировать дополнительной внешней оптикой.

Наличие случайного разброса набегов фаз  $\varphi_n$ , возникающего в результате двойного прохода по усилителям, приводит к изменению решеточной суммы. Ниже анализируется эффективность селекции синфазной моды при случайных набеге фазы в волокнах.

### 3. Влияние разброса фаз в волокнах на добротность фурье-резонатора

Распределение поля на торце каждого волокна удобно аппроксимировать для анализа гауссовым пучком:  $u_m(x) = \exp[-(x - Am)^2/a^2]$ , где  $m$  – номер элемента. В этом случае поле, возвращающееся на вход в усилители, описывается выражением

$$u_r(x) = (i\lambda L)^{-1/2} \exp\left[-\left(\frac{\pi ax}{\lambda L}\right)^2\right] \times \sum_{n=-N_e}^{N_e} g(n) \exp\left(i\varphi_n - 2\pi i n \frac{Ax}{\lambda L}\right). \quad (6)$$

Доля излучения, возбуждающего моды волокон, определяется интегралом перекрытия поля, возвращаемого в набор излучателей, с полем моды  $m$ -го волновода. Гауссова огибающая в (6) слабо меняется на апертуре отдельного волокна при большом их числе. Вычисляя интеграл перекрытия возвращаемого поля с модой  $m$ -го волокна, мы пренебрежём вариацией огибающей. В этом случае амплитуда моды  $P_m$ , возбуждаемой в  $m$ -м волокне, выражается следующим образом:

$$P_m = (-2iN_e)^{1/2} \exp\left[-(\alpha m N_e)^2\right] \times \sum_{n=-N_e}^{N_e} g(n) \exp\left[i\varphi_n - (n\alpha N_e)^2 - 2inm\alpha^2 N_e\right]. \quad (7)$$

Здесь  $N_e = \pi a^2/(\lambda L)$  – число Френеля пучка от одного элемента;  $\alpha = A/a$  – величина, обратная фактору заполнения набора. По сути  $P_m$  является эффективным коэффициентом отражения от зеркала, включающим в себя условие попадания поля в сердцевину волокон. Условие (3) совпадения периода решеточной суммы с периодом излучателей  $A$  в этих переменных имеет вид

$$\alpha^2 N_e = \pi. \quad (8)$$

При выполнении условия (8) выражение (7) преобразуется к виду

$$P_m = \alpha^{-1} \left( \frac{2}{i\pi} \right)^{1/2} \exp(-\pi N_a m^2) \times \sum_{n=-N_e}^{N_e} g(n) \exp(i\varphi_n - \pi N_a n^2). \quad (9)$$

Если огибающую полей, излучаемых волокнами, взять в виде  $\sim \exp(-m^2 A^2 / D^2)$ , где  $D$  – полуширина огибающей, то при выполнении условия  $\alpha = \pi D / A$  она воспроизведется в возвращаемом поле. В общем случае форма огибающей при двойном проходе по системе активных волокон изменяется, например вследствие насыщения усиления. Однако условие точного воспроизведения огибающей не является обязательным. Достаточно лишь, чтобы решетчатая сумма давала профиль поля, близкий к профилю моды волокна.

Фактор  $P_m$  описывает перераспределение полей в фурье-резонаторе. Круговой обход в системе замыкается двойным проходом возвращаемого поля по набору волокон. Для пассивной системы этот проход приводит к умножению каждой из амплитуд поля  $P_m$  на фактор  $\exp(i\varphi_m)$ , где  $\varphi_m$  – набег фазы в волокне за вычетом целого числа  $2\pi$ , т. к. вытеканием поля из сердцевин можно пренебречь. В таком случае собственное число оператора кругового обхода при условии, что  $\alpha = \pi D / A$ , может иметь следующий вид:

$$\gamma = \left( \frac{2}{i\pi} \right)^{1/2} \frac{A}{D} \sum_{n=-N_e}^{N_e} \exp\left(i\varphi_n - \frac{2n^2 A^2}{D^2}\right). \quad (10)$$

Чтобы дать более полное представление о том, что происходит с возвращаемым полем при наличии разброса фаз, на рис.2 приведены профили поля  $|u_r| = (I / I_{\max})^{1/2}$  на периоде  $A$  (т. е. решетчатая сумма в (6)) для набора из пяти волокон с аппроксимацией моды элемента гауссовым пучком. При этом предполагалось, что условие  $\alpha = \pi D / A$  выполнено, а полуширина огибающей  $D = 2A$ . Последнее означает, что высота огибающей для крайнего волокна в  $e$  раз меньше, чем для центрального. Распределения построены для варьируемой величины математической дисперсии разброса фаз  $\varphi_n$ , отсчитываемых от фазы центрального волокна (для одной и той же случайной выборки). Видно, что при разбросе фаз выходного поля  $\sim 1$  рад возвращается распределение, радикально отличающееся от гауссова профиля, а для взятой случайной выборки поле практически не попадает в апертуру

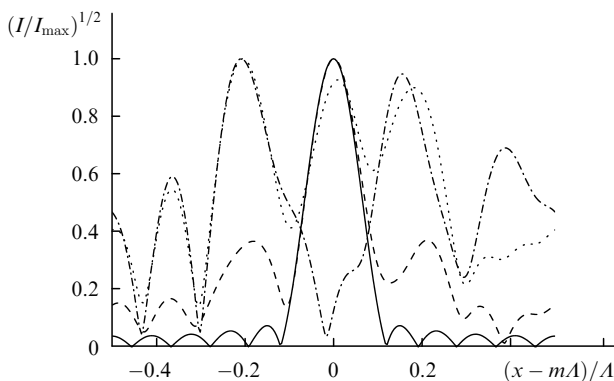


Рис.2. Нормированное на максимум распределение поля на периоде  $A$ , возвращаемого в набор из пяти волокон, при дисперсии фаз пучков, выходящих из волокон, равной нулю (сплошная кривая), 0.4 рад (штриховая кривая), 0.8 рад (пунктир) и 1.2 рад (штрихпунктир).

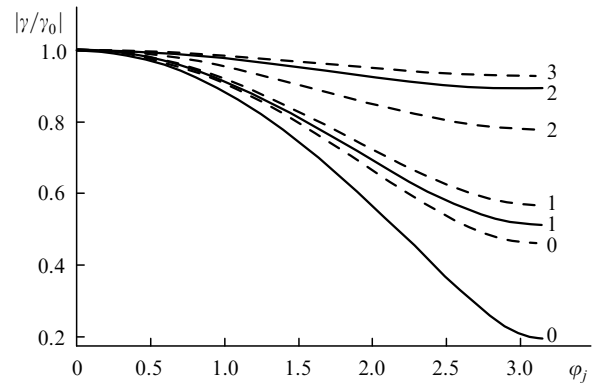


Рис.3. Модуль собственного числа резонатора с пятью (сплошные кривые) и семью (штриховые кривые) волокнами, нормированный на единицу в нуле, в зависимости от отстройки фазы в одном элементе. Цифры соответствуют номеру элемента, нуль – центру.

сердцевины волокна, которая с хорошей точностью соответствует пику для нулевого разброса.

Эксперимент [23] продемонстрировал нечувствительность выходного излучения ансамбля из семи волоконных лазеров в фурье-резонаторе к изменению оптической длины одного из волокон. Выражение (10) может быть использовано для оценки изменения добротности резонатора при различных фазовых набегках в волокнах. На рис.3 построен модуль собственного числа оператора обхода  $\gamma$ , нормированный на его значение в отсутствие разброса фаз, в зависимости от отстройки фазы в отдельных элементах. Расчёт сделан при тех же условиях, что и в случае рис.2. Как можно видеть из рис.3 и формулы (10), крайние элементы влияют на устойчивость моды в значительно меньшей степени, чем центральные, так что стандартная дисперсия фаз плохо характеризует поведение системы. В выражении для собственного числа (10) возникает весовая функция  $\exp(-2n^2 / N_e^2)$ . Поэтому в качестве параметра, характеризующего случайный разброс фаз в каналах, в дальнейшем используется взвешенная с этой весовой функцией дисперсия фаз

$$\sigma_w = \left( \frac{1}{N_e \pi} \right)^{1/2} \left\{ \sum_{n=-N_e}^{N_e} (\varphi_n - \varphi_0)^2 \exp\left(-\frac{4n^2}{N_e^2}\right) - \frac{1}{2N_e} \times \left[ \sum_{n=-N_e}^{N_e} (\varphi_n - \varphi_0) \exp\left(-\frac{2n^2}{N_e^2}\right) \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (11)$$

На рис.4 приведен модуль собственного числа  $\gamma$  для ансамбля из пяти волокон, нормированный на его значение в отсутствие разброса фаз, в зависимости от диспер-

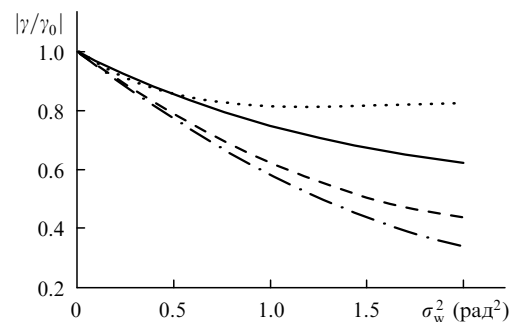


Рис.4. Модуль собственного числа резонатора с пятью волокнами в зависимости от разброса фаз полей, излучаемых волокнами, для четырех различных наборов случайных чисел.

сии фазы  $\sigma_w$  для нескольких наборов случайных чисел. Видно, что разброс фаз  $\sim 1$  рад может уменьшить значение собственного числа примерно вдвое.

Разброс оптических длин волокон, используемых в лазерах, может составлять сотни длин волн, что должно привести, на первый взгляд, к полной деградации работы системы. Однако эксперимент [22, 23] показал стабильность фазовой синхронизации семи волоконных лазеров в фурье-резонаторе, когда равенство длин волокон не контролировалось. Такого же рода явления наблюдались в схемах когерентного сложения с распределёнными разветвителями  $2 \times 2$  [6] и  $4 \times 4$  [7], а также в схеме фазовой синхронизации с тальботовской связью в кольцевом многоканальном волоконном лазере [11].

По-видимому, механизм, который лежит в основе спонтанной фазовой синхронизации, происходящей при глобальной связи с большим разбросом оптических длин каналов, впервые был описан в работе [14]. Он сводится к эффекту самоподстройки частоты генерируемого излучения к значению, обеспечивающему максимум добротности составного резонатора. Так как в ансамбле лазеров, объединенных глобальной связью, существует единственная поперечная мода, то подстройка частоты происходит за счёт высокой плотности спектра продольных мод, что характерно для волоконных лазеров. При этом лазер генерирует на частоте, соответствующей минимуму потерь в резонаторе.

При наличии в полосе усиления среды частот с близкими потерями между ними могут происходить перескоки, что ведёт к появлению пикового режима [7]. Следует ожидать, что в фурье-резонаторе возможен такой же механизм самоподстройки частоты генерации. Однако здесь нужно принимать во внимание, что для фурье-резонатора эффект воспроизведения поля зависит от длины волны излучения. Как указано выше, интервал длин волн, в котором он сохраняется при отстройке от резонанса, определяется неравенством  $|\delta\lambda_{\max}|/\lambda_0 \leq (\pi N_c^2)^{-1}$ . На рис.5,а показана зависимость квадрата модуля собственного числа для идеальной системы ( $\varphi_n = 0$ ) от отстройки от резонанса  $\delta\lambda/\lambda_0$ . Поскольку зависимость эффекта воспроизведения от длины волны обусловлена изменением периода решетки возвращаемых пучков, то максимально уменьшается доля излучения, возвращающегося в крайние волокна (рис.5,б). Сужение спектра длин волн, в котором происходит самовоспроизведение, может ограничить возможность подстройки частоты излучения к точке максимальной добротности резонатора.

Мы рассчитали  $|\gamma|$  по выражению (10), находя случайные фазы  $\varphi_n$  по формуле  $\varphi_n = 4\pi n_{\text{mod}} \delta L_n / \lambda$  ( $n_{\text{mod}}$  – модовый коэффициент преломления,  $\delta L_n$  – разность длин  $n$ -го и центрального волокон). На рис.6 приведены рассчитанные для случайных выборок величины  $|\gamma_{\max}|^2$  для ансамблей из семи и пятнадцати волокон при  $\delta\lambda_{\max}/\lambda_0 = 6.6 \times 10^{-3}$ . По оси абсцисс отложена дисперсия набега фаз  $\sigma_w$  при двойном проходе волокон, рассчитанная с весовой функцией  $\exp(-2n^2/N_c^2)$  по формуле (11). Каждая точка соответствует найденному максимуму квадрата собственного числа. Видно, что максимальная добротность резонатора в пределах полосы усиления также является случайной величиной, зависящей от конкретной случайной выборки оптических длин волокон.

Из рис.6 следует, что добротность фурье-резонатора в пределе большого разброса длин в среднем растёт с дисперсией разброса и уменьшается с числом волокон.

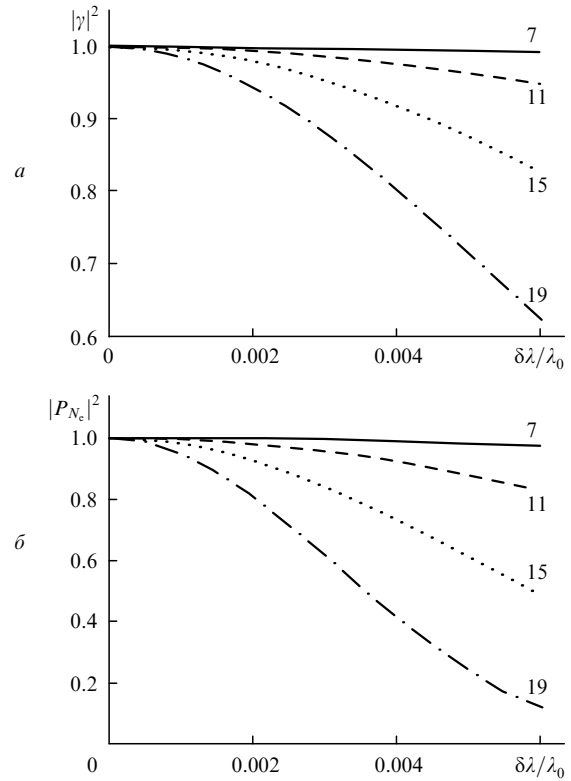


Рис.5. Квадрат модуля собственного числа (а) и доля излучения, инжектируемого в крайний элемент (б), в зависимости от нормированной отстройки длины волны излучения для разного числа элементов в ансамбле (цифры справа) при нулевом разбросе фаз элементов.

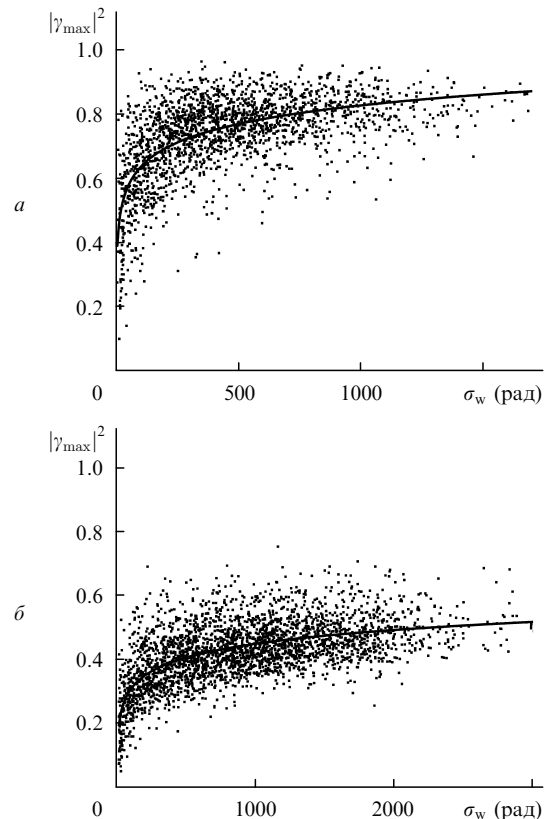


Рис.6. Квадрат модуля собственного числа, максимального в пределах спектральной полосы  $\delta\lambda_{\max}/\lambda_0 = 0.0066$ , как функция взвешенной дисперсии разности фаз полей в волокнах  $\sigma_w$ , набранной при двойном проходе резонатора из семи (а) и пятнадцати (б) волокон. Сплошные кривые – аппроксимация функцией вида  $(\chi + \theta \ln \sigma_w) / N$ , где  $\chi$  и  $\theta$  – константы.

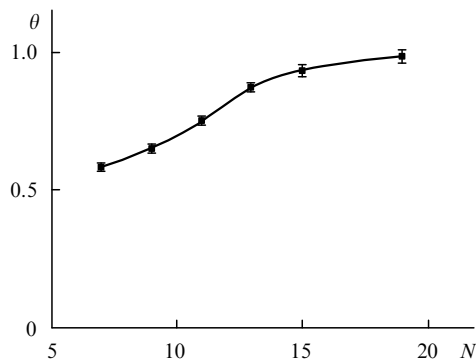


Рис. 7. Зависимость параметра аппроксимации  $\theta$  от числа  $N$  синхронизируемых волноводов.

Представляет интерес поведение усреднённой по всем случайным реализациям величины  $|\gamma_{\max}|^2$  как функции дисперсии разброса фаз. Для однородной глобальной связи задача сводится к поиску максимума величины

$$|\gamma|^2 \propto N^{-2} \left| \sum_{n=1}^N \exp(i\varphi_n) \right|^2,$$

где  $N$  – число каналов. Эта задача была решена в [14], где показано, что средняя максимальная величина  $|\gamma|^2$  асимптотически по  $N$  стремится к зависимости вида  $[\text{const} + \ln(N\sigma_\varphi\delta\lambda_{\max}/\lambda)]/N$  ( $\delta\lambda_{\max}$  – ширина спектральной полосы усиления,  $\sigma_\varphi$  – стандартная дисперсия фазы). В работе [29] отмечалось, что к такой же задаче сводится проблема фазовой синхронизации многоканальных волоконных лазеров с циркулярным расположением сердцевин и кольцевым фильтром. Как указывалось выше, связь каналов в фурье-резонаторе имеет глобальный характер, но вклад разных волокон оказывается неравнозначным. Поэтому анализ, выполненный в работе [14], неприменим к фурье-резонатору. Не ставя здесь задачи нахождения асимптотики по числу каналов, мы проверили выполнимость аппроксимации  $\langle N|\gamma_{\max}|^2 \rangle$  функцией  $\chi + \theta \ln \sigma$ , где  $\chi$  и  $\theta$  – параметры аппроксимации. Оказалось, что такая аппроксимация является вполне удовлетворительной в случае большого разброса фаз. Зависимость коэффициента  $\theta$  от числа элементов  $N$  приведена на рис. 7. Для используемой в расчётах ширины полосы усиления фазовая синхронизация семиканального лазера практически идеальна, в то время как для пятнадцатиканального эффективность связи падает примерно вдвое.

#### 4. Заключение

В параксиальном приближении аналитически исследована фазовая синхронизация излучения одномерного ансамбля лазеров в фурье-резонаторе. Найдено, что для заданной конструкции имеется резонансная длина волны, при отстройке от которой эффект фазовой синхронизации ухудшается. С использованием аппроксимации волоконных оптических мод гауссовыми пучками выведено явное выражение для собственного числа оператора кругового обхода, характеризующего долю возвращаемого от внешнего зеркала излучения, попадающего в сердце-

вины волокон. Разброс оптических длин волокон приводит к повышению порога генерации синфазной моды. Проанализирована скорость спада эффективного коэффициента отражения в сердцевине волокон за счёт разброса их оптических длин. Установлено, что самоподстройка длины волны в спектральной полосе усиления активной среды приводит к росту эффективности фазовой синхронизации с увеличением разброса длин волокон. Проведенный анализ показывает возможность эффективной фазовой синхронизации одномерной цепочки волоконных лазеров, содержащей до 15 лазеров.

1. Donnelly J.P., Huang R.K., Walpole J.N., Missaggia L.J., Harris C.T., Plant J.J., Bailey R.J., Mull D.E., Goodhue W.D., Turner G.V. *IEEE J. Quantum. Electron.*, **39**, 289 (2003).
2. Babushkin A., Platonov N.S., Gapontsev V.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5709**, 98 (2005).
3. Daneu V., Sanchez A., Fan T.Y., Choi H.K., Turner G.W., Cook C.C. *Opt. Lett.*, **25** (6), 405 (2000).
4. Fader W. J., Palma G. E. *Opt. Lett.*, **10**, 381 (1985).
5. Лындин Н.М., Сычугов В.А., Тихомиров А.Е., Абрамов А.А. *Квантовая электроника*, **21**, 1441 (1994).
6. Sabourdy D., Kermene V., Desfarges-Berthelemot A., Lefort L., Barthelemy A., Even P., Pureur D. *Opt. Express*, **11** (2), 87 (2003).
7. Shirakawa A., Matsuo K., Ueda K. *Techn. Dig. CLEO'2004* (San Francisco, USA, 2004, CThGG2).
8. Антюхов В.В., Глова А.Ф., Качурин О.Р., Лиханский В.В., Напартович А.П., Письменный В.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **44**, 63 (1986).
9. Withrop J.T., Worthington C.R. *J. Opt. Soc. Am.*, **55**, 373 (1965).
10. Wrage M., Glas P., Fischer, D., Leitner M., Elkin N.N., Vysotsky D.V., Napartovich A.P., Troshchieva V.N. *Opt. Commun.*, **205**, 367 (2002).
11. Napartovich A.P., Vysotsky D.V. *J. Mod. Opt.*, **50** (18), 2715 (2003).
12. Li L., Schulzgen A., Chen S., Temyanko V.L., Moloney J.V., Peyghambarian N. *Opt. Lett.*, **31** (17), 2577 (2006).
13. Veldcamp W.B., Leger J.R., Swanson G.J. *Opt. Lett.*, **11** (5), 303 (1986).
14. Герасимов В.Б., Захаров М.В., Любимов В.В., Макаров Н.А., Орлов В.К. *Квантовая электроника*, **13**, 1278 (1986).
15. Герасимов В. Б., Заика В.М., Иванов А.Е., Любимов В.В., Макаров Н.А., Пельтихин О.А. *Квантовая электроника*, **14** (5), 912 (1987).
16. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160** (3), 101 (1990).
17. Голубенцев А.А., Качурин О.Р., Лебедев Ф.В., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **16**, 1431 (1989).
18. Rediker R.H., Corcoran C.J., Pang L.Y., Liew S.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 1547 (1989).
19. Александров А.Г., Ангелуц А.А., Васильцов В.В., Зеленов Е.В., Курушин Е.А. *Квантовая электроника*, **17** (11), 1462 (1990).
20. Vasil'tsov V.V., Zelenov Ye.V., Kurushin Ye.A., Filimonov D.Yu. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2109**, 107 (1993).
21. Corcoran C.J., Rediker R.H. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 759 (1991).
22. Corcoran C.J., Durville F. *Appl. Phys. Lett.*, **86** (20), 201118 (2005).
23. Corcoran C.J., Durville F., Pasch K. *Phase Locking Array Using a Self-Fourier Cavity*, presented at *Passive Fiber Coupling Workshop* (Stanford University, USA, 20 January, 2006).
24. Liu L. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **27**, L285 (1994).
25. Leger R.J. *Fundamentals of Coherent and Incoherent Beam Combining*, presented at *Passive Fiber Coupling Workshop* (Stanford University, USA, 20 January, 2006).
26. Caola M.J. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **24**, L1143 (1991).
27. Corcoran C.J., Pasch K.A. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **37** (37), L461 (2004).
28. Corcoran C.J., Pasch K.A. *J. Opt. A: Pure Appl. Optics*, **7**, L1 (2005).
29. Высоцкий Д.В., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **35** (8), 705 (2005).