

Когерентное сложение пучков света в ансамблях лазеров с оптической связью

Д.В.Высоцкий, А.П.Напартович

Фазовая синхронизация излучения ансамблей лазеров является перспективным способом получения излучения высокой яркости. Для реализации фазовой синхронизации применялись различные экспериментальные методы. При этом были развиты сложные теоретические модели и обнаружены нетривиальные физические эффекты. Нами проведен обзор экспериментальных результатов, достигнутых при пассивной фазовой синхронизации, а также обсуждается сегодняшнее представление о возможностях этого метода.

Ключевые слова: фазовая синхронизация, ансамбль лазеров.

1. Введение

Принцип модульного построения мощных лазерных систем технологически очень привлекателен. Он позволяет увеличить полную лазерную мощность путём суммирования выходных пучков на мишени. Для волоконных лазеров пучки излучения отдельных лазеров могут суммироваться в выходном оптоволокне с большой сердцевиной. И в том и в другом случае расходимость суммарного пучка будет определяться расходимостью излучения отдельных модулей с малой апертурой. Поскольку апертура суммарного выходного пучка, как правило, растёт пропорционально числу модулей N в системе, то, очевидно, оптическое качество суммарного пучка сильно ухудшается по сравнению с качеством пучка одномодового лазера с полной мощностью, равной сумме мощностей лазеров ансамбля, и, соответственно, с апертурой, в N раз большей апертуры одного модуля. Ситуация может быть значительно улучшена, если поля всех лазерных модулей когерентны между собой. Правда, в общем случае возникает дополнительное требование, чтобы поля всех пучков имели одинаковую фазу на выходной апертуре или, по меньшей мере, чтобы фазовая структура суммарного поля была фиксирована и не изменялась во времени. В последнем случае волновой фронт суммарного поля можно выровнять фазовыми корректорами. Когерентное сложение выходных пучков модулей позволяет, в принципе, увеличить осевую яркость суммарного пучка в N раз по сравнению с некогерентным сложением пучков в дальней зоне.

Альтернативой являются некогерентные методы сложения лазерных пучков (см., напр., [1, 2]). Так, при спек-

тральном сложении [3, 4] лазерные пучки с разными частотами падают на суммирующую дифракционную решётку под специально подобранными углами, поэтому после прохождения через решётку все они распространяются в одном направлении. Возможна также многоступенчатая система, в которой спектральное сложение пучков и фазовая синхронизация комбинируются [5, 6]. Когерентные методы сложения в настоящее время развиваются на основе методов как адаптивной оптики [7, 8], так и оптической связи между модулями, приводящей к спонтанной когерентизации суммарного поля [9, 10].

Собственно самый старый способ получения высокой мощности излучения с высоким качеством выходного пучка, применённый ещё Мейманом в 1960 г., – это оптическая накачка лазера излучением с плохим оптическим качеством. На современном этапе для накачки широко используются мощные полупроводниковые лазеры с низким оптическим качеством выходного пучка. Такой способ накачки имеет существенное преимущество перед ламповой накачкой, т. к. здесь спектральная ширина линии лазерного излучения намного меньше, что позволяет осуществлять селективную накачку как для газов [11], так и для твёрдых тел [12, 13]. Энергетическая эффективность лазера при накачке лазерным излучением может быть весьма высока, если удастся подобрать близкие частоты излучения накачки и лазерного перехода. В волоконных лазерах наряду с оптической накачкой также используются нелинейные процессы вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [14] и вынужденного рассеяния Мандельштамма–Бриллюэна (ВРМБ) [15] для повышения оптического качества излучения. Поскольку основная мода волокна имеет большее усиление, чем поперечные моды высших порядков, то выходное излучение на стоксовой частоте может обладать высоким оптическим качеством.

Вообще говоря, необходимость перехода на модульное построение лазерной системы возникает, начиная с определённого уровня выходной мощности, для любого типа лазеров. Первыми с такой необходимостью столкнулись разработчики полупроводниковых лазеров при мощности лазерного элемента менее 1 Вт [16]. Естественный путь увеличения мощности лазера – это увеличение объёма активной области. Ограничение на длину диодного

Д.В.Высоцкий. АО «ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 108840 Троицк, Москва, ул. Пушкиных, влад. 12; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: dima@triniti.ru

А.П.Напартович. АО «ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 108840 Троицк, Москва, ул. Пушкиных, влад. 12; e-mail: apn@triniti.ru

Поступил в редакцию 22 февраля 2019 г., после доработки – 17 июня 2019 г.

лазера, обусловленное высоким коэффициентом усиления, и малый размер гетероструктуры вдоль направления тока приводят к необходимости увеличения бокового размера активного слоя. Прямые попытки увеличить боковой размер натолкнулись на явление филаментации. Сегментация активного слоя в боковом направлении, создающая ансамбль лазеров с распределенной оптической связью, столкнулась с трудностями, которые не удалось преодолеть до сих пор [17].

В настоящее время целью исследований мощных полупроводниковых лазеров, используемых для накачки газовых, волоконных и твердотельных лазеров [11–13], является достижение максимально высокого КПД. В частности, в рамках выполнения программы «Диодные источники сверхвысокой эффективности» (SHEDS, DARPA, США) была продемонстрирована линейка диодных лазеров с КПД 70% при мощности 500 Вт [18]. Возможность напрямую использовать мощные полупроводниковые лазеры для обработки материалов и в других приложениях стимулирует создание систем полупроводниковых лазеров, построенных из отдельных модулей и обладающих высоким оптическим качеством выходного пучка [19]. В 2005 г. была сформулирована программа «Архитектура диодных лазерных систем с высокой энергией» (ADNELS, DARPA) с целью разработки схемы когерентного сложения пучков выходного излучения полупроводниковых лазеров с эффективностью сложения 80%, мощностью выходного пучка ~ 10 кВт и близкой к дифракционной расходимостью ($M^2 = 1.2$) [18].

В отдельных газовых лазерах в квазинепрерывном режиме достигались гигантские мощности [20, 21], однако оптическое качество выходного излучения было заметно хуже дифракционного, что ограничивало их применение. Примеры синхронизации ансамблей газовых лазеров рассмотрены в обзоре [10]. В последние годы достигнут значительный прогресс в увеличении яркости пучка излучения твердотельных лазеров с диодной накачкой благодаря переходу к тонкодисковой геометрии активного элемента [22, 23]. Обсуждается возможность перехода к модульному построению на основе этого элемента с последующим сложением пучков [24].

В волоконных лазерах переход к многоступенчатым системам с усилителем на последней ступени, имеющим большую площадь сердцевины, позволил достичь мощности одномодового излучения ~ 10 кВт. При этом в выходном каскаде усиления на длине волны излучения $\lambda = 1070$ нм для накачки может использоваться волоконный лазер с $\lambda = 1018$ нм [25] (тандемная схема накачки). Детальный анализ факторов, ограничивающих мощность одномодового режима генерации, был выполнен в работе [26] для волоконного усилителя на основе плавного кварца с сердцевинами, легированными Yb. В частности, при длине волокна 40 м и диаметре сердцевины 90 мкм максимальная достижимая мощность P_{\max} оценена в [26] как 36.6 кВт для многомодового усилителя и 1.86 кВт для одночастотного усилителя при яркости излучения накачки 0.021 Вт·мкм $^{-2}$ ·ср $^{-1}$. При увеличении длины волокна ограничивающими факторами являются ВКР и/или ВРМБ, а при увеличении диаметра активной сердцевины – эффект тепловой линзы. Увеличение яркости излучения накачки в пять раз позволило бы достичь той же мощности при длине волокна 10 м и диаметре сердцевины 60 мкм. В этом случае мощность ограничивалась бы порогом оптического разрушения стекла. При усилении коротких им-

пульсов пиковые мощности много больше, и на первый план выходят процессы самофокусировки [27] и переизлучения в другие моды волокна.

Число работ по технике сложения лазерных пучков волоконных лазеров очень велико (см. обзор [28]). Особенностью этих лазеров является различие характеристик активных сердцевин при большой длине волокна, которое приводит к неконтролируемому разбросу набега фаз излучения на данной частоте, составляющему сотни радиан. В такой ситуации задача пассивной фазовой синхронизации полей всех лазеров должна рассматриваться в рамках теории вероятности [29, 30].

Простейшая схема объединения одномодовых модулей в ансамбль заключается в использовании задающего генератора, выходной пучок которого расщепляется на несколько пучков, инжектируемых в набор усилительных модулей (рис.1,а). Из-за различия оптических свойств усилительных модулей набеги фаз излучения в каналах оказываются разными, что приводит к снижению эффективности когерентного сложения пучков. Такая схема может найти применение лишь в случае малого различия набегов фаз на проходе каждого из усилителей (см., напр., [31]). Увеличение разброса фаз поля в усилителях можно компенсировать [32] отражением от зеркала с обращением волнового фронта (ОВФ) суммарного пучка с последующим проходом излучения по системе усилителей в противоположном направлении. Стоит также отметить работу [33], в которой ОВФ-зеркала, дополненные системами линз Френеля, эффективно использовались для компенсации фаз в системе с четырьмя параллельными усилителями.

В схеме инжекции сигнала от задающего генератора в систему лазеров (рис.1,б) возникает проблема устойчивости захвата генерации в лазерах системы. Необходимо согласование с высокой точностью собственных частот излучения задающего и управляемых лазеров.

Цель настоящей работы – обсуждение современного состояния проблемы пассивного когерентного сложения лазерных пучков с учётом специфики различных типов

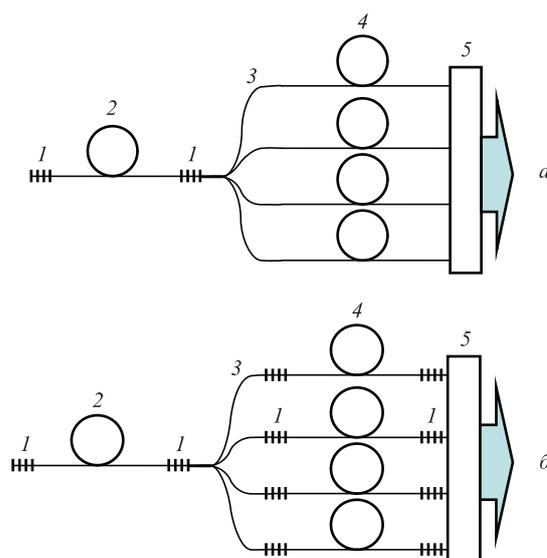


Рис.1. Схемы волоконного лазера с системой усилителей (а) и системы лазеров, работающих в режиме захвата внешним сигналом от задающего генератора (б): 1 – брэгговское зеркало; 2 – задающий генератор; 3 – разветвитель; 4 – усилители; 5 – устройство вывода излучения.

лазеров. В разд.2 описываются общие проблемы организации оптической связи в ансамбле лазеров и ряд способов её осуществления. В разд.3 и 4 рассматриваются методы синхронизации в многоканальных лазерах с распределённой дифракционной связью (РДС) и с фильтрами на основе эффекта Тэлбота соответственно. В разд.5 описаны теоретические модели, используемые в расчётах лазерных ансамблей. В разд.6 обсуждаются возможные режимы генерации излучения ансамблем оптически связанных лазеров.

2. Организация оптической связи

Впервые вопрос о взаимодействии лазеров путём дифракционного обмена полями был рассмотрен Басовым и др. [34] на примере двух лазеров с резонаторами Фабри–Перо, расположенными рядом. В последующих работах [35, 36] выведены динамические уравнения для полей в системе из двух резонаторов, связанных полупрозрачным зеркалом, причём активная среда помещалась только в один резонатор. Вопрос об устойчивости генерации одной коллективной моды изучен Спенсером и Лэмбом [37]. Для ансамбля лазеров было показано [9], что генерация общей коллективной моды наиболее устойчива к разбросу собственных частот, если лазеры связаны «каждый с каждым» с одинаковым коэффициентом связи (другое название – глобальная связь [38]). В [39] впервые экспериментально обнаружено возникновение автоколебательного режима генерации при уменьшении силы оптической связи двух CO_2 -лазеров из-за отстройки собственных частот резонаторов. Подробный обзор ранних работ по генерации двух оптически связанных лазеров можно найти в [9] и в статье [40], включающей в себя также обсуждение фазовой синхронизации лазеров в хаотических режимах.

Способ организации оптической связи между лазерными элементами зависит от типа лазера. Для многоэлементных полупроводниковых и волоконных лазеров реализованы конструкции с дифракционным обменом полями между соседними элементами при распространении излучения [16, 41, 42]. В случае, когда дифракционный обмен малоэффективен (например при большой площади оптической моды), обмен полем между разными лазерами может осуществляться специальным внешним устройством. Так, в работе [43] было предложено использовать прозрачную дифракционную решётку с одинаковой интенсивностью излучения в разные порядки дифракции. Изготовленная решётка имела эффективность разложения пучка в семь порядков, равную 75%, и применялась для связи двух-трёх He–Ne-лазеров. В эксперименте с аналогичной решёткой и дополнительной фильтрующей апертурой в дальней зоне была продемонстрирована синхронизация излучения шести из десяти элементов диодной линейки с эффективностью 68% [44]. В работе [45] была достигнута 70%-ная эффективность фазовой синхронизации для трёх волоконных лазеров.

Недавно [46] пять полупроводниковых лазеров были синхронизованы с помощью дифракционной решётки, раскладывающей входной пучок с эффективностью 98%. Аналогичная решётка складывала пучки, выходящие с другого торца линейки. При токе 4 А мощность в нулевом порядке дифракции была равна 6 Вт и оставалась постоянной со временем, при токе 5 А она составила 7.5 Вт из общей мощности 12 Вт, однако генерация становилась нестабильной. Затем [47] было предложено разделить за-

дачи сложения пучков и фазовой синхронизации, используя в качестве задающего генератора полупроводниковый лазер с решёткой распределённой обратной связи. При этом стабильная синхронизация удерживалась до тока 6 А и обеспечивалась выходной мощностью 11.5 Вт в нулевом порядке при эффективности сложения 78%. Дальнейшим развитием концепции стало добавление в многоканальный усилитель системы активной подстройки фазовых набегов в усиливающих каналах, при котором дифракционная решётка используется только для сложения выходных пучков в один. Благодаря высокому качеству дифракционных оптических элементов в таких системах продемонстрировано сложение пучков излучения в пучок с качеством $M^2 = 1.1$ от пяти волоконных усилителей с эффективностью 79% и мощностью 1.93 кВт [48] и от двумерного ансамбля 3×5 усилителей с эффективностью 68% и мощностью 600 Вт [49].

Излучение противофазной моды ансамбля имеет в дальней зоне два основных пучка, расходящихся под углами $\lambda/(2\Lambda)$ относительно оптической оси, где Λ – период структуры. Если поставить зеркало с угловой селекцией, возвращающее только поле одного из пучков, то можно добиться генерации только этой моды [50].

К настоящему времени получил распространение ряд способов организации оптической связи между лазерами за счёт перераспределения полей на амплитудных пространственных фильтрах, роль которых может играть также сама периодическая структура расположения усилителей в ансамбле лазеров [9].

2.1. Оптическая связь через фильтр в фокальной плоскости

Целевая задача лазерной техники – получение минимальной ширины распределения поля в дальней зоне, поэтому естественным путём селекции супермод является фильтрация распределения поля в фокальной плоскости линзы или зеркала в выходном тракте системы. В эксперименте [51, 52] для минимизации расходимости излучения широкоапертурного твердотельного лазера применялась ограничивающая круглая диафрагма в фокальной плоскости одного из зеркал, которая выделяла моду лазера с наименьшей расходимостью в дальней зоне, подавляя все остальные супермоды. Фазовая синхронизация излучения двух волоконных лазеров с эффективностью 88% при использовании фокального фильтра продемонстрирована в работе [53]. Подробный численный анализ влияния параметров фокального фильтра на селективность выделения супермод для систем из двух и трёх лазеров дан в работе [54]. Однако в такой геометрии края диафрагмы подвержены воздействию мощного излучения, а поле в боковых порядках дифракции в фокальной плоскости теряется. Частично эти недостатки устранены в эксперименте [55], где излучение ансамбля CO_2 -лазеров было синхронизовано пропусканием через диафрагму с системой отверстий, соответствующих максимумам распределения поля синфазной моды в дальней зоне. В работе [56] аналогичный пространственный фильтр применялся для синхронизации излучения линейки из пяти полупроводниковых лазеров.

Ансамбль 5×5 волоконных усилителей разной длины, связанных через систему зеркал в фокальной плоскости, исследовался в работе [57]. На выходе в дальней зоне наблюдалось излучение с быстро меняющейся яркостью.

При этом в моменты времени, отвечающие средней осевой яркости, распределение интенсивности в дальней зоне соответствовало излучению одного лазера, а в моменты, отвечающие максимумам яркости, наблюдалась структура совокупности коллективных мод ансамбля. В случае двумерной квадратной решётки средняя (по времени) эффективность снижалась от 90% для трёх лазеров до 29% для 25 лазеров. Однако часть времени 90%-ная эффективность синхронизации достигалась и при большом числе лазеров N : 0.1% времени при $N = 12$, 0.012% при $N = 16$, 0.004% при $N = 20$ и 0.001% при $N = 25$. Кроме того, в [30] было показано, что средний размер кластера синхронизованных лазеров в условиях эксперимента имел гауссово распределение вероятности со средним значением ~ 7 .

Для ансамбля волоконных лазеров роль пространственного фильтра может играть одномодовое волокно, на вход которого фокусируется малая часть излучения выходного пучка системы волоконных усилителей [58]. Сформированное в одномодовом волокне поле подаётся на вход системы усилителей, так что образуется общий кольцевой резонатор (рис.2). В такой схеме лазера в работе [59] выделением синфазной моды были реализована фазовая синхронизация полей в активном 19-сердцевинном волокне. Для демонстрации возможности фазовой синхронизации двух многосердцевинных лазеров в схеме кольцевого резонатора авторы [60] имитировали лазеры двумя параллельными пассивными 7-сердцевинными структурами и общим усилителем на одномодовом волокне, которое одновременно служило пространственным фильтром. Эффективность выделения синфазной моды в этих экспериментах составляла более 95%, однако доля мощности излучения, захватываемого одномодовым волокном, была много меньше 1%.

Для увеличения эффективности выделения общей коллективной моды в кольцевой схеме в [61] было предложено установить между фокусирующей линзой и одномодовым волокном дифракционную решётку, так что пучки излучения трёх отдельных усилителей распространялись по направлениям дифракционных порядков решётки. Хотя эффективность сложения пучков на решётке была невысокой – 61%, удалось получить синхронизованную генерацию с мощностью 20 Вт, причём волокном захватывалось излучение мощностью около 1.5 мВт.

При большой мощности из кольцевого резонатора выводится почти всё излучение. Поскольку поле излучения в отдельных усилителях сфазировано, то можно применить на выходе сложение пучков на дифракционной ре-

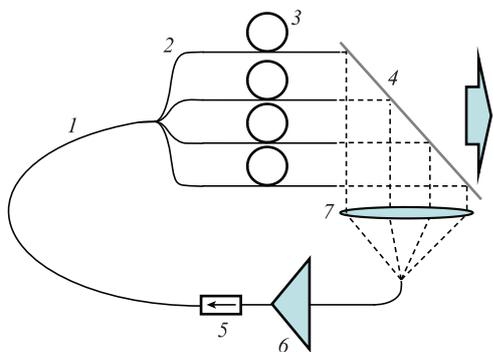


Рис.2. Схема резонатора с фильтрацией одномодовым волокном: 1 – одномодовое волокно; 2 – 1- N -разветвитель; 3 – волоконные усилители; 4 – полупрозрачное зеркало; 5 – оптический изолятор; 6 – предусилитель; 7 – линза.

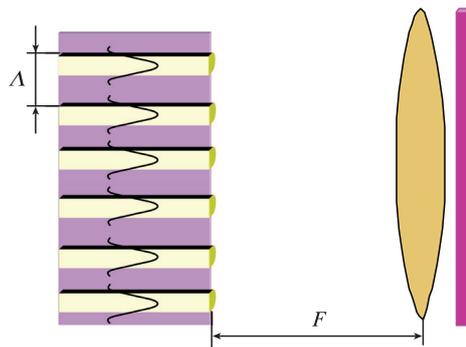


Рис.3. Схема резонатора с фурье-связью.

шётке. В такой схеме с тремя волоконными усилителями, рассмотренной в работе [62], была достигнута выходная мощность излучения 206 Вт при качестве пучка $M^2 = 1.38$.

2.2. Фурье-связь

Естественным развитием метода фильтрации поля в дальней зоне является использование выходных торцов самого ансамбля лазеров в качестве селективирующей апертуры в фурье-плоскости (рис.3). Условие того, что излучение в фокусе линзы совпадает со структурой излучающих торцов лазеров, имеет вид $\Lambda^2 = \lambda F$, где F – фокусное расстояние линзы. Такой составной резонатор с фурье-связью был впервые использован в [63] для синхронизации пяти полупроводниковых лазеров с волоконным выводом излучения. Впоследствии аналогичная конструкция применялась для синхронизации ансамбля из семи волоконных лазеров [64]. Теория фазовой синхронизации ансамбля лазеров с фурье-связью обсуждается в разд.5.

2.3. Оптическая связь через нелинейные ячейки

Связь полей двух лазеров в процессах четырёхволнового рассеяния в нелинейных ячейках была впервые рассмотрена теоретически в [65] и экспериментально реализована в газовых лазерах с различными нелинейными ячейками [66, 67]. Встречные пучки в активной среде создают решётки усиления, что позволяет использовать сами активные элементы в качестве связующих ячеек на эффекте четырёхволнового рассеяния [68, 69]. В работах [70, 71] в такой геометрии была продемонстрирована связь двух и трёх Nd:YAG-лазеров. В последнем случае получена генерация импульсов излучения с энергией 0.94 Дж на длине волны 1.34 мкм и частотой их следования 10 Гц.

2.4. Интерференционная связь

Если два волоконных лазера связать 2×2 -разветвителем и в одном из выходов устранить отражение от торца волокна, то такой составной резонатор, эквивалентный интерферометру Майкельсона, обеспечит подстройку частоты излучения лазеров к общей частоте генерации, на которой потери на уход излучения в открытый порт обнулятся [72]. Последовательная попарная связь разветвителями теоретически позволяет связывать любое число лазеров. В экспериментах удавалось стабильно связать семь-восемь [73, 74] волоконных лазеров с относительно небольшой мощностью. Недостатками этого подхода являются вывод излучения всего ансамбля в одномодовое

волокно и нестабильность генерации во времени [75]. В эксперименте [76] исследовалась система из десяти лазеров, каждый из которых при независимой генерации имел мощность ~ 100 Вт. Было установлено, что при низкой мощности успешно фазируются восемь лазеров, тогда как увеличение размера ансамбля до девяти и десяти лазеров ведёт к некоторому снижению эффективности фазирования η , определяемой как доля мощности излучения, выходящего через выводное волокно. При увеличении мощности эффективность резко снижается с увеличением числа связываемых лазеров.

В работе [77] изучалось когерентное суммирование пучков двух волоконных лазеров с большой площадью оптической моды в схеме с интерференционной связью. При мощности отдельного лазера ~ 27 Вт была достигнута выходная мощность 50.1 Вт ($\eta = 92.8\%$). Уменьшение размера активной сердцевины приводило к более быстрому снижению эффективности с ростом мощности. При увеличении разности оптических длин лазеров η перестаёт зависеть от мощности накачки. В [78] эффект уменьшения η с ростом мощности накачки исследовался детально в двухканальной кольцевой волоконной системе. Было показано, что η снижается до 90% , при этом спектр излучения в канале потерь отслеживает спектр сфазированного излучения, кроме узких областей около положений максимумов последнего. Для объяснения этого эффекта было высказано предположение о том, что при большой мощности накачки ширина спектра генерации мод резонатора определяется полосой усиления, а система внешней связи вырезает из спектра излучения всё меньшую долю.

Геометрия многолучевого интерферометра с использованием системы полупрозрачных зеркал успешно использовалась для связи 16 твердотельных усилителей [70]. В работе [80] три Nd:YAG-лазера были связаны в интерферометре с дополнительными фильтрами в дальней зоне. В результате вместо трёх выходных пучков с $M^2 = 5.5$ получен один пучок с $M^2 = 1.35$, содержащий 76% энергии (124 Вт) в центральном максимуме. Для полупроводниковых лазеров интерференционная связь организовывалась через вращение плоскости поляризации излучения половины пучков с последующим сведением их с помощью двулучепреломляющей пластинки. В работе [81] при синхронизации таким способом четырёх лазеров выходная мощность снизилась от 10.2 до 7.2 Вт, а фактор M^2 в боковом направлении уменьшился в 20 раз.

3. Распределённая дифракционная связь

К системам с РДС относятся полупроводниковые лазерные линейки (интегральные решётки) и многосердцевинные волоконные лазеры, обмен полем между элементами которых происходит за счёт дифракции излучения.

3.1. Полупроводниковые лазеры

Обзоры ранних работ по фазовой синхронизации ансамблей диодных лазеров представлены в [16, 41], а по динамике генерации – в [82]. Ещё в 1980-е гг. стало ясно, что диодные лазерные линейки, состоящие из активных волноводов, разделённых пассивными областями с меньшим показателем преломления (ПП), не допускают устойчивой фазовой синхронизации синфазной моды [41]. Потери излучения в межэлементных промежутках, слабая оптическая связь, обусловленная быстрым уменьшением поля,

туннелирующего из активных волноводов, а также вариации ПП из-за нагрева контакта и изменения концентрации носителей заряда в квантовых ямах приводят к преобладанию антифазной моды либо к неустойчивости одномодового режима генерации с ростом тока накачки.

Прогресс в масштабировании одномодовых диодных линеек был достигнут после перехода к антиволноводным структурам, в которых области с усилением разделены пассивными волноводами. Оптическая связь осуществляется бегущими волнами и, при условии резонансного прохождения волн через межэлементные промежутки, по своим свойствам оказывается близкой к глобальной связи [41]. В антиволноводной линейке из 20 элементов была получена устойчивая генерация синфазной моды с мощностью 500 мВт в непрерывном режиме [83] и 2 Вт в импульсном режиме [84]. В линейке из 40 элементов достигнута мощность 10 Вт в импульсном режиме [85] и 1.6 Вт в непрерывном режиме [86] при расходимости пучка, превышающей дифракционную в два и 1.8 раза соответственно.

В полупроводниковых лазерах с вертикальным резонатором (ПЛВР, VCSEL) удавалось получить стабильную синхронизацию генерации квадратных антиволноводных матриц, состоящих из 100 [87] и 400 [88] элементов. В последнее время интерес к антиволноводным линейкам возродился в связи с появлением квантовых каскадных лазеров. В работе [89] продемонстрирована 5-элементная линейка, генерирующая в импульсном режиме излучение мощностью 5.5 Вт на длине волны $\lambda = 8.35$ мкм. При этом излучение мощностью 4.5 Вт содержалось в центральном максимуме с расходимостью, в 1.65 раз большей дифракционной. При $\lambda = 4.7$ мкм в 5-элементной линейке была достигнута выходная пиковая мощность 3.6 Вт при дифракционной расходимости пучка [90].

3.2. Волоконные лазеры

В волоконных лазерах один из способов увеличения площади основной моды заключается в переходе к многосердцевинным структурам. В пионерской работе [91] для увеличения коэффициента поглощения излучения накачки центры 38 круглых активных сердцевин диаметром 6.9 мкм были размещены на окружности диаметром 115 мкм вблизи внешней оболочки волокна. Расчёт [92] констант связи между активными сердцевинами в этой конструкции предсказывал, что дифракционный обмен полями между соседними сердцевинами будет происходить на длине распространения ~ 1.3 мм. Эксперимент показал, что, тем не менее, эта связь недостаточна для фазовой синхронизации полей в сердцевинах.

В работах [93, 94] была продемонстрирована генерация в волоконных лазерах с гексагональными решётками, образованными соответственно 7 и 19 активными сердцевинами с диаметром 7 мкм каждая и периодом 10.5 мкм. Наблюдалась спонтанная фазовая синхронизация полей сердцевин при увеличении мощности накачки.

Гексагональная структура активных сердцевин изучалась также в фотонно-кристаллических волокнах с упорядоченной решёткой воздушных каналов, образующей двумерный фотонный кристалл с дефектами, содержащими активные присадки. Технология изготовления и свойства микроструктурированных волокон обсуждаются в обзоре [95]. В фотонно-кристаллическом волоконном лазере [96] с шестью активными сердцевинами, легирован-

ными иттербием, была достигнута одномодовая генерация импульсов с длительностью 26 нс и энергией 2.2 мДж при площади моды 4200 мкм². При использовании такого волокна с семью сердцевинами в качестве конечного усилителя в стандартной схеме растяжение–усиление–сжатие импульса [97] были получены импульсы с длительностью 110 фс и пиковой мощностью 150 МВт, площадь моды составляла 5000 мкм². В работе [98] фотоннокристаллическое волокно с 18 активными сердцевинами использовалось как усилитель в лазере с пассивной модуляцией добротности. Выходное излучение имело неплохое оптическое качество ($M^2 = 1.52$). Далее импульсы сжимались внешней системой до длительности 690 фс. Эти результаты позволяют считать многосердцевинные волокна перспективными для генерации импульсов с энергией в микроджоули, длительностью менее 100 фс и частотой следования 50 МГц [99].

В работе [100] была предложена ленточная структура волокна, в которой активные и пассивные участки чередуются (рис.4,а), а вся структура помещается в оболочку с меньшим ПП. Расчёты для 5-элементной структуры, в которых варьировалась разность ПП в активных и пассивных областях, показали, что такая структура наиболее эффективна при модуляции ПП менее 0.001. Эти теоретические предсказания были подтверждены экспериментом [101] для волноводного усилителя с пятью активными сердцевинами, легированными Nd, в котором была реализована синфазная мода с однородным распределением интенсивности.

Анализируемая в [100] конструкция близка к структуре полупроводниковых антиволноводных линеек [41], отличаясь лишь отсутствием поглощения в пассивных промежутках и высоким коэффициентом отражения волн от боковых границ структуры. Теоретический анализ [102] обобщил результаты работы [100], включив в рассмотрение случай большого различия ПП в активной и пассивной областях. Этот случай важен для практических применений, т. к. величина скачка ПП определяет величину

допустимого технологического разброса значений ПП. Были выведены явные выражения для максимального уровня дискриминации высших мод и максимального числа синхронизируемых сердцевин. Для резонансной антиволноводной структуры ленточного волоконного лазера дискриминация высших мод не зависела от числа элементов вплоть до ~ 1000 элементов.

В патенте [103] предлагалось увеличить толщину ленточной структуры путём добавления тонких слоёв с повышенным ПП, которые позволяют в каждом элементе реализовать моду с плоским профилем интенсивности по толщине ленты. Уплотнение профиля моды повышает пороговую мощность для нелинейных процессов и позволяет увеличить мощность одномодовой генерации.

В созданном лазере с ленточным волноводом была реализована многомодовая генерация с мощностью 40 Вт и площадью пятна излучения 600 мкм² [104]. Для достижения одномодовой генерации это волокно использовалось как усилитель с инжекцией одномодового излучения [105]. Альтернативный способ – применение внешнего фильтра в дальней зоне. В работе [106] было продемонстрировано, что использование в качестве внешнего зеркала объёмной брэгговской решётки с угловой шириной отражения 4.7 мрад позволяет улучшить качество выходного излучения до $M^2 = 1.45$. При этом оптический КПД лазера снижается от 76% до 53%.

Дальнейшим развитием идеи ленточного волоконного лазера является структура [107], показанная на рис.4,б. Здесь активная структура имеет вид свёрнутого вокруг оси ленточного волновода с чередующимися областями высокого и низкого значений ПП. Области с пониженным ПП содержат активные присадки (Er, Yb и т.д.). Данная конструкция позволяет резко увеличить площадь оптической моды, сохранив высокую степень селекции основной моды. Расчёты [108] показывают, что для кольцевого волновода (КВ) с семью активными секторами, внутренним и внешним радиусами 18.5 и 34.5 мкм соответственно синфазная мода стабильно выделяется при скачке ПП в диапазоне $0.0015 < \Delta n < 0.0025$. Добавление кольцевых пассивных слоёв с ПП, превышающим ПП в активных элементах, приведёт к тем же положительным эффектам, которые предсказаны в [103] для ленточного лазера.

Рассматривавшаяся в работе [109] конструкция щелевого CO₂-лазера с модулированной в боковом направлении накачкой высокочастотным полем и со слабой модуляцией ПП фактически относится к тому же типу, что и конструкция ленточного волоконного лазера. В [109] была продемонстрирована фазовая синхронизация десяти перекрывающихся лазерных пучков, так что распределение поля в дальней зоне имело один максимум без боковых лепестков.

4. Использование эффекта Тэлбота

В 1836 г. Тэлбот [110] обнаружил воспроизведение периодических структур поля на определённом расстоянии от излучающей апертуры, называемом длиной Тэлбота L_T . Этот эффект был объяснён в 1881 г. лордом Рэлеем [111]. В работе [112] было предложено использовать эффект самовоспроизведения периодического распределения поля для фазовой синхронизации гексагональной решётки из 56 волноводных CO₂-лазеров. Эффективность фазирова-

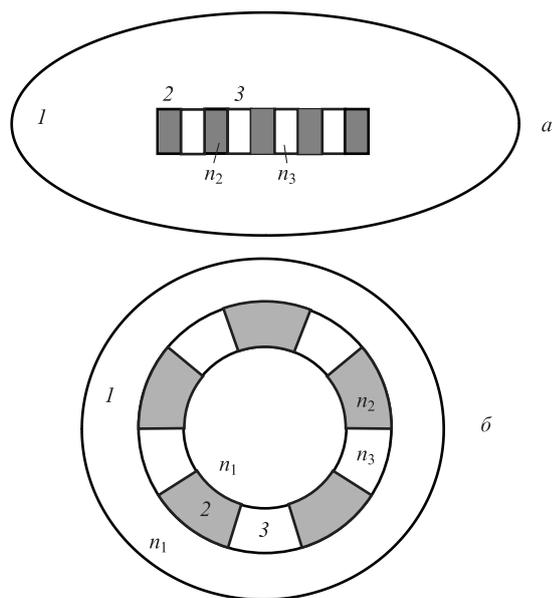


Рис.4. Схема волокна с плоским (а) и кольцевым (б) ленточными волноводами [107]:

1 – оболочка; 2 – активная сердцевина; 3 – пассивная часть ленточного волновода; n_{1-3} – соответствующие ПП ($n_3 \geq n_2 > n_1$).

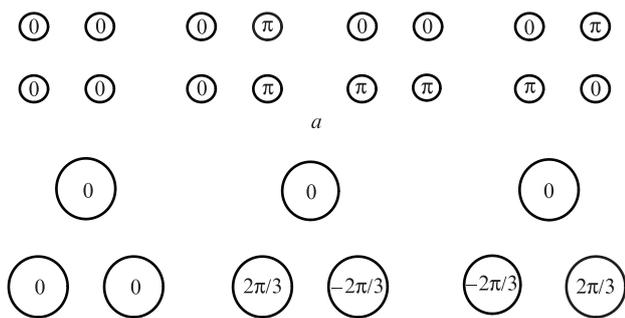


Рис.5. Воспроизводящиеся моды в элементарной ячейке бесконечных квадратной (а) и гексагональной (б) решёток [113].

ния, определённая как отношение мощностей генерации при расположении внешнего плоского зеркала на расстоянии $L_T/2$ и вплотную к торцам волноводов, составила 20%, но осевая яркость в дальней зоне при этом возросла в десять раз. Наряду с синфазной супермодой экспериментально обнаружена генерация моды с модуляцией фазы. Позднее в [113] было теоретически показано, что для бесконечной гексагональной решётки лазеров на расстоянии Тэлбота ($L_T = 3\lambda^2/(2\lambda)$) точно воспроизводятся три моды: синфазная мода и две моды с модуляцией фазы в элементарной треугольной ячейке (рис.5,б). Для квадратной геометрии расположения торцов лазеров наряду с эквивалентным распределением поля на расстоянии $L_T = 2\lambda^2/\lambda$ воспроизводятся ещё три супермоды (рис.5,а).

В бесконечном одномерном ансамбле лазеров эффект точного воспроизведения периодической структуры поля на длине Тэлбота имеет место как для синфазной, так и для антифазной моды. На расстоянии $L_T/2$ изображение антифазной моды совпадает с исходным, тогда как изображение синфазной моды оказывается сдвинутым на полпериода по отношению к исходной структуре, т.е. внешний резонатор Тэлбота длиной $L_T/4$ выделяет антифазную моду. Фазы полей на выходной апертуре могут быть скомпенсированы фазовыми корректорами с оптической толщиной, равной половине длины волны [114].

Сдвиг изображения синфазной моды на расстоянии $L_T/2$ можно компенсировать (рис.6,а) соответствующим

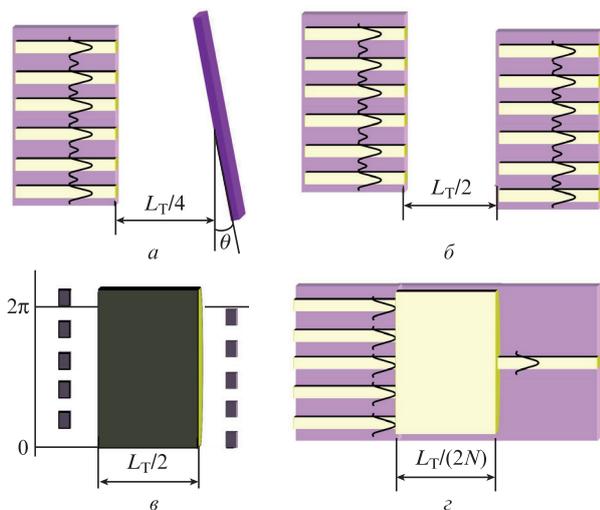


Рис.6. Схемы выделения синфазной моды, использующие эффект Тэлбота: внешний фильтр с наклонённым на угол θ зеркалом (а), две интегральные решётки, сдвинутые на полпериода в боковом направлении (б), активный КВ длиной $L_T/2$ с двумя секторными зеркалами, повернутыми на половину углового периода (в), и 1-N-схема (г).

наклоном зеркала, установленного на расстоянии $L_T/4$. Таким способом выделяли синфазную моду в одномерных ансамблях газовых [115] и полупроводниковых [116] лазеров.

Эффект сдвига изображения синфазной моды решётки излучателей на полпериода на расстоянии $L_T/2$ использовался также в работе [117], где две полупроводниковые антиволноводные линейки с десятью сердцевинами в каждой, разнесённые вдоль оптической оси на расстояние $L_T/2$, были сдвинуты относительно друг друга на полпериода (рис.6,б). В результате удалось сконцентрировать в центральном пике в дальней зоне $\sim 75\%$ выходной мощности. В работе [118] аналогичная схема применялась для синхронизации ансамбля из 11 квантовых каскадных лазеров. Стабильная генерация синфазной моды была продемонстрирована при токе, почти вдвое большем порогового.

В работе [119] для кольцевой активной среды было предложено использовать различие в изображениях синфазной и антифазной мод решёток путём разворота периодически сегментированных плоских зеркал, создающих единый резонатор, на полпериода (рис.6,в). Численное моделирование CO_2 -лазера с описанным составным резонатором предсказывает устойчивость генерации синфазной супермоды при мощности накачки, на 70% большей пороговой. Экспериментальная проверка этой конструкции резонатора не проводилась.

В плоскости, соответствующей доле расстояния L_T , структуры супермод различаются, и пространственным фильтром можно снять вырождение супермод по потерям [120]. Этот способ использовался для синхронизации излучения линейки из семи полупроводниковых лазеров [121]. В работе [122] тэлбот-фильтр в виде металлической решётки, установленной в одной из плоскостей воспроизведения поля вне фокальной плоскости внешней формирующей системы, синхронизовал излучение квадратной решётки из 36 волноводных CO_2 -лазеров с эффективностью синхронизации около 60%. Сдвигом фильтра в поперечной плоскости выделялись различные супермоды ансамбля. В ансамбле из 85 волноводных CO_2 -лазеров с гексагональной решёткой генерация синфазной супермоды экспериментально реализована путём фильтрации суммарного поля в плоскости, отстоящей от ансамбля на расстояние $L_T/3$ [123].

В работе [124] в цилиндрическом кристалле Nd:YAG диаметром 10 мм с помощью масок имитировались квадратная решётка из 450 лазеров, треугольная решётка из 1050 лазеров или гексагональная решётка из 700 лазеров. Для снятия вырождения за внешним тэлбот-фильтром дополнительно размещался фильтр в дальней зоне в виде двух линз и апертуры в фокальной плоскости. Генерация одной моды ансамбля наблюдалась во всех случаях.

Особенностью синфазной моды является перпендикулярность волнового фронта оптической оси, тогда как излучение противофазной моды состоит из двух компонент, угол между которыми в случае линеек полупроводниковых лазеров довольно велик. Если вместо обычного зеркала на расстоянии $L_T/4$ разместить объёмную брэгговскую решётку с высокой угловой селективностью отражения, то можно выделить синфазную моду [125]. Недавно [126] в такой схеме была продемонстрирована синхронизация линейки из десяти полупроводниковых лазеров с выходной мощностью 4.8 Вт.

Очевидной проблемой при использовании эффекта Тэлбота для синхронизации реальных ансамблей лазеров

является нарушение условий периодичности на краях ансамбля. Для компенсации краевых эффектов предлагалось применять фазовые компенсаторы [127] или устойчивый резонатор вместо плоскопараллельного [128], но, насколько нам известно, экспериментальных проверок не последовало. Как показано теоретически [129] и экспериментально [130], эффект Тэлбота имеет место также в планарном волноводе с идеально отражающими боковыми стенками. В интегральной оптике этот эффект рассматривается как частный случай многомодовой интерференции (см. обзоры [131, 132]). Недавно была продемонстрирована синхронизация излучения линейки из трёх [133] и шести [134] квантовых каскадных лазеров, интегрированных на одном кристалле с волноводным тэлбот-фильтром. В случае шести лазеров генерировалась противофазная мода ансамбля либо смесь синфазной и противофазной мод.

Развитием идеи фильтра на основе дробного эффекта Тэлбота является $1-N$ -схема, в которой внешний планарный волновод с отражающими боковыми стенками имеет длину $L_T/(2N)$. В этом волноводе пучок, поступающий из одномодового волновода, расщепляется на N копий (рис.6,з) [135]. Нам неизвестны примеры экспериментальной реализации такой схемы, хотя пассивные $1-N$ -разветвители используются в телекоммуникационных схемах.

В волоконном лазере с активными сердцевинами, расположенными по кругу, фильтр на основе эффекта Тэлбота был выполнен в виде пристыкованного к лазеру волокна с КВ [136] определённых длины и размера. При этом большая часть мощности выходного излучения содержалась в противофазной коллективной моде, хотя разброс оптических длин сердцевин намного превышал длину волны. Без использования КВ дифракция в радиальном направлении разрушает эффект Тэлбота. Тем не менее эффект самовоспроизведения периодической структуры поля позволяет добиться фазовой синхронизации полей в сердцевинах путём размещения внешнего плоского зеркала на заданном расстоянии [137]. Численное моделирование [138] предсказывает, что замена плоского зеркала вогнутым улучшает эффективность синхронизации полей и уменьшает дифракционные потери.

Генерация в многосердцевинных волокнах с гексагональной структурой активных областей и оптической связью между сердцевинами за счёт дифракции поля в пристыкованном пассивном многомодовом волокне изучалась группой Аризонского университета [139, 140]. Из-за конечности размера внешней оболочки волокна эффект Тэлбота модифицируется, и необходимы численные расчёты для нахождения параметров пассивного волокна, при которых наибольшую добротность имеет синфазная мода. В результате была осуществлена фазовая синхронизация излучения волокон с решётками из 19 [139] и 37 [140] сердцевин диаметром 7.6 мкм каждая. При этом расходимость излучения с $\lambda = 1.5$ мкм составляла 50 и 30 мрад соответственно.

В работах [141, 142] описана синхронизация волоконного лазера мощностью 5 Вт с кольцевой структурой с 18 сердцевинами. Дифракционная связь между сердцевинами была пренебрежимо мала. На расстоянии $L_T/8$ от торца волокна возникали четыре изображения поля синфазной моды, одно из которых отражалось обратно секторным зеркалом с числом отражающих секторов, равным числу сердцевин (рис.7,а). При угловой ширине секторов зеркала, составляющей $1/4$ периода, возвращался только один из четырёх пучков. У прошедших через зеркало пуч-

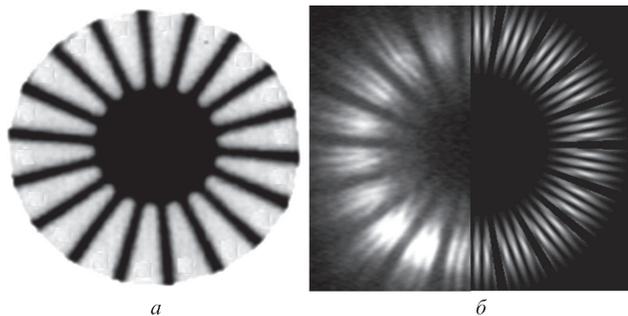


Рис.7. Фронтальный вид секторного зеркала (а), а также сравнение результатов эксперимента (левая часть) и расчёта (правая часть) для распределения интенсивности излучения 18-сердцевинного волоконного лазера за зеркалом, находящимся на расстоянии $L_T/8$ от торца волокна [142] (б).

ков (рис.7,б) разность фаз центрального и двух боковых пучков на периоде равна $\pi/4$, так что их поля эффективно складывались в дальней зоне. Угловая полуширина выходного пучка в дальней зоне составляла 12 мрад, хотя и больше рассчитанной полуширины для синфазной моды, но существенно меньше, чем для излучения одной сердцевины.

5. Теоретические методы анализа систем с оптической связью

5.1. Системы с распределённой связью

5.1.1. Метод T -матриц

Характеристики многоэлементных линеек полупроводниковых лазеров обычно рассчитываются в рамках уравнений Максвелла или волнового уравнения [82,143]. Наряду с численными расчётами с использованием уравнений Максвелла развивался и аналитический подход, основанный на упрощённых моделях структур. Приближение эффективного ПП (ЭПП) (см., напр., [143]) основано на большом различии масштабов длины структур в поперечном и боковом направлениях и сводится к усреднению произведения ПП и профиля оптической моды по поперечной координате в плоскости лазерного диода при фиксированной боковой координате. В результате усреднения и применения аппроксимирующих выражений для связи коэффициента усиления (КУ) с инверсией населённости в квантовой яме (КЯ) расчёт лазерных структур сводится к решению системы одномерных уравнений для поля и плотности инверсии.

В приближении ЭПП задача нахождения супермоды антиволноводной линейки диодных лазеров заключается в нахождении собственных функций в планарном волноводе с периодическими ступенчатыми профилями ЭПП n_{eff} и Γ -фактора, характеризующего перекрытие поперечных профилей моды и усиления. Модуляция Γ -фактора объясняется затягиванием поля из активного слоя в пассивные волноводы, создающие модуляцию ЭПП. Для амплитуды поля $U(x)\exp(i\beta z)$ боковой профиль определяется уравнением [41]

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + \left(\frac{\omega^2 n_{\text{eff}}^2}{c^2} - \beta^2 \right) U = 0, \quad (1)$$

здесь β – постоянная распространения; ω – частота излучения; c – скорость света в вакууме.

В пределах каждого периода структуры поле может быть представлено в виде суммы двух линейно независимых решений уравнения (1): $U = a_l \mathcal{F}(x_l) + b_l \mathcal{G}(x_l)$, где координата x_l определена внутри l -й ячейки. В качестве базовых решений выбираются распределения поля в крайних ячейках структуры. На границах линейки ставится условие обращения в нуль амплитуды поля, отражённого от границы. Связь полей в соседних ячейках определяется сшивкой полей на каждом скачке ПП, что приводит к линейным рекуррентным соотношениям для коэффициентов разложения поля по базовым функциям $\mathcal{F}(x_l)$ и $\mathcal{G}(x_l)$:

$$\begin{pmatrix} a_{l+1} \\ b_{l+1} \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} a_l \\ b_l \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где компоненты унимодулярной матрицы переноса T выражаются через значения базовых функций и их производных на границах ячейки [144].

Поскольку любая матрица удовлетворяет своему секюлярному уравнению, можно вывести уравнение, связывающее между собой амплитуды \mathcal{F} -волны в трёх соседних ячейках:

$$a_{l+1} - (\text{Sp}T)a_l + a_{l-1} = 0, \quad (3)$$

где $\text{Sp}T = T_{11} + T_{22}$ – след матрицы. Такое же уравнение справедливо и для амплитуд \mathcal{G} -волны. Общее решение уравнения (3) представляется в виде $a_l = c_1 \exp(iQ\Lambda) + c_2 \exp(-iQ\Lambda)$, где Q – блоховский вектор, играющий роль собственного числа, а c_1 и c_2 – константы, определяемые из краевых условий. При $\text{Sp}T = 2$ уравнение для $\exp(iQ\Lambda)$, следующее из уравнения (3), имеет дважды вырожденное решение $\exp(iQ\Lambda) = 1$, тогда как при $\text{Sp}T = -2$ получаем $\exp(iQ\Lambda) = -1$. Эти два предела соответствуют синфазной и противофазной модам. Боковые волны резонансно проходят по такой периодической структуре с набегом фазы на ячейке 2π или $(2s + 1)\pi$ (s – целое число). В терминах блоховских волн для периодического кристалла вырождение решений соответствует исчезновению запрещённой зоны в спектре этих волн. Вблизи обоих резонансов уравнение (3) удобно переписать в виде

$$a_{l+1} \pm 2a_l + a_{l-1} = (\text{Sp}T \pm 2)a_l. \quad (4)$$

Хотя формально дифракционный обмен осуществляется между ближайшими соседями, но при $|\text{Sp}T \pm 2| \ll 1$ вследствие малости правой части уравнения (4) он играет решающую роль и приводит к эффективной фазовой синхронизации элементов – случай так называемой параллельной связи [41].

Описанная процедура решения была доведена в работах [144, 145] до аналитических выражений для собственных значений синфазной и соседних с ней мод антиволноводной линейки как функций отстройки параметров структуры от резонансных. Для резонансной конструкции оказалось, что основная и соседняя с ней моды имеют одинаковый порог генерации. Чтобы обеспечить дискриминацию соседней моды, необходимо уйти от резонансной структуры либо ввести поглощение в волноводных промежутках.

Полупроводниковый усилитель в пределе бесконечного бокового размера решётки элементов анализирует-

ся вблизи резонанса в работе [146]. В этом случае после прохода полем по структуре некоторого расстояния, зависящего от входного профиля, изменение поля на одном периоде структуры становится малым, что позволяет заменить дискретное уравнение (4) дифференциальным уравнением для боковой плавной огибающей поля. Для линейной среды без поглощения в [146] было показано, что тип этого дифференциального уравнения в переменных x, z при приближении к резонансу изменяется с эллиптического на гиперболический. Поэтому поле излучения в резонансной решётке распространяется по прямым линиям под углом к оптической оси, зависящим от геометрических параметров конструкции, что согласуется с экспериментом [147] по распространению излучения в 2D-элементарной резонансной антиволноводной решётке.

В общем случае насыщение усиления и связанное с ним положительное изменение ПП могут привести к филаментации поля. Для не слишком больших интенсивностей усиливаемого поля в [146] было найдено, что самофокусировка развивается при выполнении условия для отстройки Δ величины скачка ЭПП на границе волновода от значения, соответствующего резонансной структуре:

$$\Delta > \frac{\alpha - 1/\alpha}{1 + III_{\text{sat}}} g_0 - \frac{\alpha_T}{\alpha}, \quad (5)$$

где α – фактор уширения линии; I – локальная интенсивность суммарного поля; I_{sat} – интенсивность насыщения; g_0 – КУ слабого сигнала; α_T – коэффициент поглощения в волноводных промежутках. В отсутствие модуляции потерь самофокусировка развивается при увеличении скачка ПП на границе волновода свыше резонансного значения, что согласуется с результатами расчётов [148].

При численном моделировании антиволноводной линейки диодных лазеров [149] были обнаружены решения в боковом направлении типа солитона. В работе [146] уравнение для плавной огибающей было сведено к обобщённому уравнению Гинзбурга–Ландау, у которого имеются решения в виде пространственно локализованных структур. Эффект возникновения солитона связан с тем, что в спектре постоянной распространения поля существуют запрещённые зоны при $\Delta > 0$. Зависимость усиления и показателя преломления от интенсивности поля приводит к сдвигу границ запрещённой зоны, так что при определённом подборе параметров постоянная распространения при высокой интенсивности может оказаться в разрешённой зоне. Таким образом, существует решение типа щелевого или брэгговского солитона (см., напр., [150] и приведенные там ссылки), которое для условий генерации вблизи порога представлено в [146] в явном виде.

5.1.2. Уравнения переноса для одночастотного излучения

При моделировании двухоболочечных волоконных лазеров обычно используются уравнения переноса для мощностей излучения мод. При этом радиальные профили интенсивности оптических мод предполагаются фиксированными, а локальная величина КУ определяется профилем суммарной интенсивности [151–153]. При расчётах распространения поля в многосердцевинных волоконных лазерах широко применяется теория связанных мод (ТСМ), в которой поле оптической моды всей системы (супермоды) представляется в виде линейной комбинации оптических мод отдельных волноводов [154]. Су-

пермода описывает распространение в системе пассивных волноводов пучка, форма которого сохраняется, изменяется пропорционально расстоянию и постоянной распространения β только общая фаза.

Обычно многосердцевидный волновод удерживает большое число мод, аналогом которых в квантовой механике являются волновые функции связанных состояний. Удерживаемые моды ортогональны друг другу и вытекающим модам. В экспериментах [59, 155] с 7- и 19-сердцевидными волокнами различные супермоды пассивного волокна избирательно возбуждались при инъекции сигнала из одномодового волокна. Даже в пределе слабого взаимодействия между пассивными сердцевинами ТСМ плохо описывает взаимодействие супермод высших порядков и требует модификаций [156]. Неоднородность усиления в поперечном направлении, обусловленная либо структурой, либо насыщением усиления, приводит к возникновению взаимодействия между супермодами. Это взаимодействие является важным при стандартных для волоконных лазеров интенсивностях поля, много меньших интенсивностей, характерных для нелинейной оптики. В отличие от ТСМ метод, основанный на разложении поля по точным собственным функциям (супермодам), позволяет строго вывести уравнения для описания влияния неоднородности распределения КУ на конкуренцию мод. Отметим, что тепловые эффекты в волокнах, хотя и искажают профили мод, но слабо влияют на их взаимодействие и межмодовую дискриминацию [157].

В эксперименте [93] с 7-сердцевидным волоконным лазером при увеличении мощности накачки возникало распределение интенсивности в дальней зоне, характерное для сфазированной генерации основной супермоды. Также установление синфазной моды при большой мощности накачки наблюдалось и при усилении импульсов света в фотонно-кристаллическом волокне с семью активными сердцевинами [97]. В рамках ТСМ было предложено [158] объяснение спонтанного выделения синфазной моды наличием зависимости положительной резонансной нелинейной части ПП стекла от интенсивностей накачки и генерации. Позднее [159] было обнаружено, что в приближении ТСМ фазовая синхронизация поля происходит и в случае отрицательной нелинейной добавки к ПП. Нелинейная добавка к ПП сердцевины волокна определяется разностью поляризуемостей ионов Yb в основном и возбужденных состояниях и имеет сложную зависимость от интенсивностей излучения и накачки [160].

Численный расчёт с использованием программы, описанной в [161], показал [162], что эффект синхронизации излучения в эксперименте [93] обусловлен неоднородностью усиления, связанной не только с его насыщением, но и со структурой активных сердцевин. В расчётах использовалась простейшая модель насыщения локального КУ: $g = g_0 / (1 + III_{\text{sat}})$. Было найдено, что эффект подстройки фаз полей становится сильнее с увеличением дифракционной связи между сердцевинами и практически нечувствителен к нелинейности ПП с учётом ожидаемой его величины. Для конструкции, рассмотренной в [93], максимальное усиление имела антифазная мода [163]. Однако результат усиления сильно зависел от условий на входе в усилитель. В частности, если на вход подавать семь пучков, перекрывающих активные сердцевины, с разбросом фаз менее 0.3 рад, то на выходе преобладает синфазная мода. Этот результат противоречит общепринятым пред-

ставлениям о том, что мода, имеющая максимальный КУ слабого сигнала, доминирует на выходе усилителя.

Объяснение этому парадоксу дано в работах [164, 165]. В простейшем случае можно рассмотреть конкуренцию двух супермод с совпадающими частотами и поляризациями, но различающихся постоянными распространения β_1 и β_2 и поперечными распределения поля $\psi_1(x, y)$ и $\psi_2(x, y)$. Тогда суммарное поле может быть представлено в виде $E = c_1(z)\psi_1(x, y) + c_2(z)\psi_2(x, y)$, где $c_1(z)$ и $c_2(z)$ – коэффициенты разложения поля по функциям $\psi_1(x, y)$ и $\psi_2(x, y)$, нормированным условием $\int_S |\psi_i|^2 dx dy = 1$ ($i = 1, 2$), а интеграл берётся по поперечному сечению усилителя S . Взяв коэффициенты в виде $c_{1,2}(z) = \sqrt{P_{1,2}(z)} \exp[i\phi_{1,2}(z)]$, где $P_{1,2}$ – мощности первой и второй мод, можно получить следующие уравнения для мощностей мод и разности фаз полей мод $\phi = \phi_2 - \phi_1$:

$$\begin{aligned} \frac{dP_1}{dz} &= G_{11} P_1 + \sqrt{P_1 P_2} G_{12} \cos \phi, \\ \frac{dP_2}{dz} &= G_{22} P_2 + \sqrt{P_1 P_2} G_{12} \cos \phi, \\ \frac{d\phi}{dz} &= \beta_2 - \beta_1 - \frac{P_1 + P_2}{\sqrt{P_1 P_2}} G_{12} \sin \phi. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь матричные элементы G_{ij} – интегралы перекрытия полей мод с распределением КУ $g(x, y, z)$:

$$G_{ij}(z) = \int_S \frac{g_0(x, y) \psi_i \psi_j dx dy}{1 + P_1 \psi_1^2 + P_2 \psi_2^2 + 2\psi_1 \psi_2 \sqrt{P_1 P_2} \cos(\phi_i - \phi_j)}, \quad (7)$$

$$i, j = 1, 2.$$

В среде с однородным КУ слабого сигнала механизм конкуренции по отдельности между продольными и между поперечными модами известен, начиная с работ [166] и [167] соответственно. В этих случаях интерференция встречных волн вызывает неоднородное насыщение модового усиления G_{ij} и является основной причиной многомодовой генерации.

Пространственная неоднородность КУ приводит к появлению в системе уравнений (6) новых членов, явно связывающих поля супермод. Неоднородность КУ может быть обусловлена неоднородностью КУ слабого сигнала (из-за неоднородности накачки или легирования активными присадками) или неоднородностью поля, насыщающего усиление. Если на вход в усилитель подаётся слабый сигнал, совпадающий с одной из оптических мод, то при его распространении возбуждается также и другая мода. Этот эффект перекрёстной связи мод возникает уже в линейном режиме усиления, что качественно отличает его от связи мод в пассивных волноводных структурах с нелинейной зависимостью ПП от поля [168].

Если поляризации двух мод с одинаковой частотой ортогональны друг другу, моды некогерентны между собой или отсутствует пространственная зависимость КУ, то члены G_{12} в системе уравнений (6) обнуляются. Во всех этих случаях традиционные представления о конкуренции мод, связанной с насыщением усиления, сохраняются. Однако даже в стандартном многомодовом двухволновом волоконном усилителе перекрёстное усиление G_{12} не равно нулю, поскольку КУ слабого сигнала имеет явную зависимость от координат.

Анализ роли перекрёстного усиления в симметричной волноводной структуре, выполненный в [165], показал, что члены $\sqrt{P_1 P_2} G_{12} \cos \phi$, входящие в два первых уравнения (6), при усреднении по z отрицательны. Таким образом, один и тот же отрицательный вклад от перекрёстного усиления скажется, в первую очередь, на моде с меньшей мощностью. В результате рост её мощности может прекратиться совсем, а мода с большей мощностью будет продолжать усиливаться. Такое поведение мощностей мод иллюстрирует рис.8,б, на котором показана эволюция по длине усилителя мощностей симметричной и антисимметричной мод в системе двух параллельных идентичных тонких планарных волноводов [164]. В отличие от расчёта в рамках традиционных уравнений переноса (ср. с рис.8,а), уравнения (6) предсказывают большее усиление той моды, мощность которой на входе в усилитель была больше.

В конструкции 7-сердцевинного лазера, описанной в [93], угловые моды практически не снимают инверсию населённости в центральной сердцевине, что при насыщении КУ приводит к преобладанию синфазной моды, имеющей наименьший модовый КУ слабого сигнала. Как показали расчёты [163], для преобладания синфазной моды достаточно, чтобы на ранней стадии сформировалась конфигурация поля с разбросом фаз менее 0.3 рад. Вероятность такого события не мала. Если оно реализуется, то угловые моды высших порядков с меньшей стартовой мощностью, испытывают меньшее усиление, что обуславливает улучшение качества выходного излучения [169]. Модовый КУ слабого сигнала для синфазной моды будет больше, чем для остальных супермод [163, 170], если уменьшить скачок ПП в центральной сердцевине, что также может способствовать выделению основной моды.

В эксперименте [171] с волоконным усилителем длиной 2 м с диаметром сердцевины 25 мкм изучалось распространение монохроматического излучения, представляющего собой когерентную смесь двух пространственных мод с различающимися, но не ортогональными поляризациями. При включении излучения накачки мощностью ~ 12.3 Вт на выходе усилителя в одной плоскости поляризации доминировала основная мода, а в ортогональной ей плоскости – мода первого порядка. Представления, развитые в [164, 165], позволяют объяснить эти результаты. Поскольку эффект перекрёстного усиления для полей разной поляризации отсутствует, их эволюция идёт по обычному пути пропорционального набора энергии для каждой поляризации. Однако для каждой поляризации вклад моды с меньшей стартовой мощностью снижается, так что на выходе усилителя наблюдается ортогонализация поляризаций мод [172].

Анализ конкуренции мод был выполнен выше для монохроматического поля. Четырёхволновое взаимодействие (ЧВВ) может привести к возникновению полей на частотах, сдвинутых от несущей частоты поля. Эффективность ЧВВ ограничена необходимостью выполнения двух условий для разностей частот и постоянных распространения одновременно (частотный и фазовый синхронизмы). Поэтому взаимодействие волн обычно происходит в форме периодической перекачки энергии между волнами. В работе [173] было предсказано, что наличие усиления в одномодовом волокне вызывает необратимую перекачку энергии из сильной волны в слабую, даже если условие фазовой синхронизации не выполнено. Этот эффект ограничивает мощность исходной волны при одно-

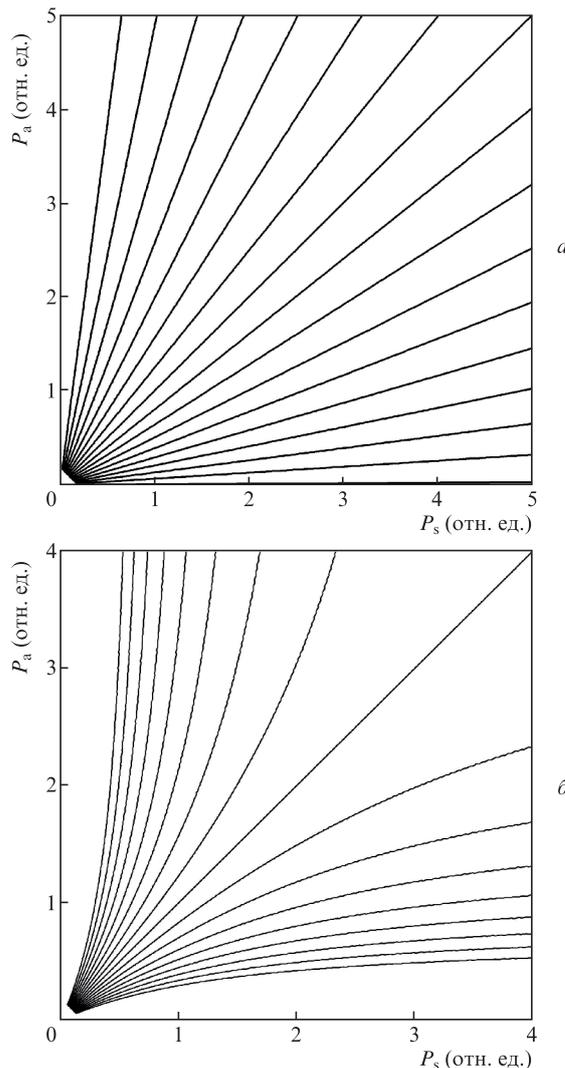


Рис.8. Мощности симметричной (P_s) и антисимметричной (P_a) мод, нормированные на мощность насыщения, при равных модовых КУ слабого сигнала и для разных соотношений стартовых мощностей: поля мод некогерентны (а) и когерентны (б) [164].

временном уширении спектра выходного излучения, что наблюдалось в эксперименте [174]. Связь двух разных оптических мод в волноводе через ЧВВ можно описать на языке пространственных решёток усиления/преломления [175]. Рассеяние на этих решётках приводит к перераспределению мощности в моды высших порядков и к ухудшению качества выходного излучения [176].

5.2. Методы описания систем с внешней связью

В системах с внешней связью поле на выходной апертуре ансамбля может быть представлено в виде

$$u_{\text{out}}(\mathbf{r}) = \sum_{m=0}^{N-1} A(m) \exp(i\varphi_m) f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m), \tag{8}$$

где $A(m)$ и φ_m – амплитуда и фаза поля, излучаемого m -м лазером; $f(\mathbf{r})$ – функция, описывающая пространственное распределение поля моды одномодового лазера с центром в точке с поперечной координатой \mathbf{r}_m . При стационарной генерации ансамбля неидентичных лазеров длина

волны излучения всех лазеров одинакова, однако амплитуды и фазы полей могут варьироваться. Моды общего резонатора ансамбля определяются из условия воспроизведения поля после кругового обхода резонатора (с учётом усиления). Условие воспроизведения системы полей может быть сведено к решению системы уравнений, которая характеризуется матрицей связи [9]. Для комплексной огибающей поля $C(R)$ (т.е. $C(r_m) = A(m)\exp(i\varphi_m)$ при $R = r_m$) и профиля пучка $f(r - r_m)$, обращаемого в нуль за пределами m -го одномодового волновода, уравнение, выражающее условие воспроизведения поля после кругового обхода всей системы, записывается в виде

$$\gamma C(\mathbf{R}) = B \sum_{\mathbf{R}'} M(\mathbf{R}, \mathbf{R}') C(\mathbf{R}'). \quad (9)$$

Здесь B – константа, учитывающая полный набег фазы при обходе резонатора и усиление в активных волноводах; γ – собственное значение; $M(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ – матрица связи. Для бесконечного ансамбля, составленного из идентичных элементов, $|\gamma| = 1$.

Теория тэлбот-связи волноводных лазеров во внешнем резонаторе длиной L в квазиоптическом приближении была построена в работе [113]. В ней матрица связи определяется выражением

$$M(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \frac{i}{\lambda L} \int d\rho d\rho' f(\rho - \mathbf{R}) f(\rho' - \mathbf{R}') \times \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda L}(\rho - \rho')^2\right]. \quad (10)$$

В пределе большого числа лазеров в [113] было найдено, что для одномерной структуры из N лазеров с периодом Λ дифракционные потери воспроизводящей моды равны $1 - |\gamma|^2 \approx \pi[\Lambda/(Na)]^2$, где a – радиус излучающей апертуры одного лазера. Для ансамбля лазеров, выходные торцы которых заполняют круговую апертуру, потери выражаются в виде $1 - |\gamma|^2 \approx \pi^{-1}[\mu_0\Lambda/(Na)]^2$, где $\mu_0 \approx 2.404$ – первый нуль функции Бесселя нулевого порядка. Потери для ансамбля в главном порядке дифракции одинаковы для всех мод, точно воспроизводимых в бесконечной системе (см. рис.4). Хотя для систем конечного размера синфазная мода имеет наименьшие потери [177], но различие потерь синфазной и остальных воспроизводимых мод очень мало, поэтому необходимы дополнительные меры по подавлению генерации всех мод, кроме синфазной.

Авторы [113] привели явные оценки потерь, связанных с малыми углами наклона θ плоского зеркала, $\delta\gamma \approx (\theta a N^2/\lambda)^2$, и с его сдвигом δL от положения, точно соответствующего длине Тэлбота, $|\delta\gamma| \approx \{(A/a)^2[\delta L/(2\pi L_T)]\}^2$. Величина a/Λ характеризует плотность заполнения излучателями линейной апертуры, для двумерного ансамбля лазеров эта плотность пропорциональна $(a/\Lambda)^2$.

В предельном случае глобальной связи в ансамбле лазеров, при которой каждый лазер связан с остальными одинаковым образом [38], все элементы матрицы связи одинаковы, так что ранг матрицы равен единице. При положительном вещественном коэффициенте связи селектируется синфазная мода. В обзоре [9] показано, что малый по сравнению со средним межмодовым интервалом разброс собственных частот отдельных резонаторов слабо влияет на пороговый КУ других супермод. Один из способов организации глобальной связи (см. п.2.6) – это

связь через систему 2×2 -разветвителей, при которой в пределе, когда находится единая для всего ансамбля длина волны, достигается полная фазовая синхронизация.

В схеме с внешним тэлботовским фильтром дифракционные потери существенно влияют на возможность масштабирования систем. В работе [136] для многосердцевинного волоконного лазера с круговым расположением сердцевин была предложена схема тэлботовского фильтра в виде КВ. Периодическая в направлении обхода КВ структура сердцевин при надлежащем выборе параметров приводит к отсутствию дифракционных потерь, существующих в одномерных ансамблях и связанных с конечным числом сердцевин. Предполагается, что глобальная связь между элементами возможна, если радиус дифракционного обмена при распространении пучков света становится порядка длины окружности кольца, что для КВ длиной $L_T/4$ даёт неравенство

$$2a/\Lambda < 1/N. \quad (11)$$

В общем случае поле на выходе N -сердцевинного лазера можно представить в виде (8), а поле, возвращаемое в систему сердцевин после двойного прохода по КВ, – в виде

$$u_{\text{in}}(\mathbf{r}) = \sum_{m=0}^{N-1} C_m f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m).$$

При выполнении условия (11) для коэффициентов C_m можно получить формулу [178]

$$C_m = (-1)^m \left[\frac{1}{N\sqrt{i}} \sum_{j=0}^{N-1} (-1)^j A(j) \exp(i\varphi_j) \right]. \quad (12)$$

Распределение поля, возвращаемого в многосердцевинную структуру (МСС) после двойного прохода по КВ, оказывается антифазным с равными по модулю амплитудами во всех сердцевинах. Поле, инжектируемое в j -ю сердцевину, содержит вклад от выходных полей всех сердцевин с одинаковыми амплитудами, т.е. связь между сердцевинами имеет глобальный характер. В отсутствие усиления собственное значение противофазной супермоды в случае неидентичных сердцевин

$$\gamma = \sum_{j=0}^{N-1} \frac{\exp(i\varphi_j)}{N\sqrt{i}}, \quad (13)$$

где φ_j – дополнительная фаза после двойного прохода по j -й сердцевине.

Отметим, что в эксперименте [136] наблюдалось частичное размытие регулярной структуры в распределении выходного излучения. Как показано в работе [179], фактор $2a/\Lambda$ был втрое больше требуемого по условию (11), так что ещё две моды МСС при наличии большого разброса оптических длин сердцевин имеют потери, сравнимые с потерями противофазной моды.

Ещё одним примером оптической связи, приближающейся по своим свойствам к глобальной, является связь через цилиндрическое зеркало, расположенное на расстоянии, равном фокусному, от излучающих апертур (фурье-связь, рассмотренная в п.2.4). В экспериментах [63, 64] фазовая синхронизация с использованием фурье-связи показала высокую эффективность и устойчивость к разбросу параметров отдельных лазеров. Идея этого метода [180] заключается в том, что преобразование Фурье переводит

профиль огибающей поля периодической решётки излучателей в профиль поля, инжектируемого в один лазер, а профиль поля отдельного излучателя – в профиль огибающей суммарного поля. Глобальная связь имеют место, если применимо квазиоптическое приближение, что ограничивает размер ансамбля лазеров [181].

Если поле, излученное одномерным ансамблем $2N + 1$ лазеров, представить в виде (8), то после прохода излучения с резонансной длиной волны $\lambda_0 = \Lambda^2/F$ до зеркала с фокусным расстоянием F и обратно распределение может быть записано в виде [182]

$$u_{in}(x) = \sqrt{\frac{-i}{\lambda F}} \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(x') \exp\left(\frac{-ikxx'}{2F}\right) dx' \right] \times \sum_{m=-N}^N A(m) \exp\left(i\varphi_m + \frac{2i\pi xm}{\Lambda}\right). \quad (14)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число.

Если считать поле на выходе одного элемента гауссовым пучком с профилем $f(x) = \exp(-x^2/a^2)$ и взять огибающую поля в виде распределения Гаусса $A(m) = \exp(-m^2\Lambda^2/D^2)$ с шириной D , то при условии согласования ширины огибающей возвращаемого поля, определяемой фурье-образом моды одного элемента, с размером ансамбля, $\Lambda^2 = \pi Da$, можно получить [182] выражение для собственного значения оператора обхода:

$$\gamma = \sqrt{\frac{2}{i\pi}} \frac{\Lambda}{D} \sum_{m=-N}^N \exp\left(i\varphi_m - \frac{2m^2\Lambda^2}{D^2}\right). \quad (15)$$

Таким образом, хотя при больших размерах (и малых факторах заполнения) ансамбля связь через фурье-фильтр можно считать глобальной, но крайние элементы ансамбля дают малый вклад в мощность и слабо влияют на эффективность синхронизации. Кроме того, даже если все элементы идентичны, дифракционные потери в фурье-фильтре не равны нулю.

6. Возможные сценарии когерентизации суммарного поля

6.1. Стационарная фазовая синхронизация

Возможность реализации режима стационарной фазовой синхронизации в ансамбле лазеров зависит от множества параметров. Основное препятствие на пути фазовой синхронизации ансамбля лазеров – различие собственных частот отдельных резонаторов или, в более общем случае, различие оптических длин усиливающих элементов. В пределе глобальной связи между всеми элементами механизм фазовой синхронизации основан на подстройке длины волны генерируемого излучения к значению, при котором различие усиления и потерь, резко зависящих от длины волны, оказывается максимальным для заметной части элементов [51, 179, 182]. На рис.9 показана типичная расчётная зависимость для мощности суммарного поля ансамбля лазеров $P = \int |u_{out}(x)|^2 dx$ от отстройки длины волны $\delta\lambda$. Отметим наличие пиков примерно равной мощности на заметно разнесённых длинах волн на этой зависимости.

В п.5.2 отмечалось, что для волоконного лазера с МСС и круговым расположением сердцевин глобальная

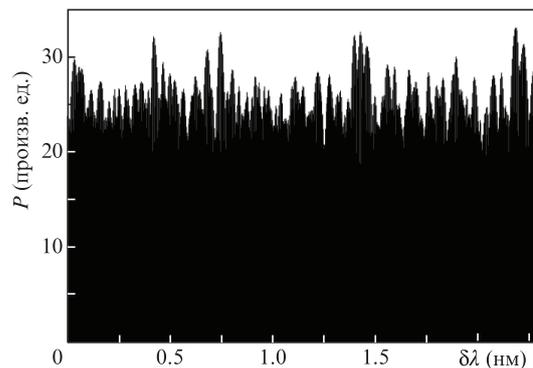


Рис.9. Мощность P суммарного поля ансамбля из 20 иттербиевых волоконных лазеров при дисперсии длин волокон $\sigma(l_m) = 1$ мм (l_m – длина m -го волокна), ширина спектральной полосы усиления $\delta\lambda_{max} = 2$ нм, мощность инъекции $P_{inj} = 0.18P_{sat}$ (P_{sat} – мощность насыщения) [29].

связь без дифракционных потерь может быть организована с помощью фильтра в форме КВ. Собственное значение для такой конструкции описывается формулой (13), где набег фаз φ_j являются случайными величинами, зависящими от длин элементов и от отстройки длины волны излучения $\delta\lambda$ от реперного значения. При фиксированной отстройке $\delta\lambda$ разброс φ_j для параметров, типичных для волоконных лазеров, гораздо больше 2π . Основной причиной разброса оптических длин в экспериментах [136, 137, 141] с лазерами с МСС было различие радиусов сердцевин, которое можно характеризовать дисперсией Δr . Для заданной реализации МСС супермода будет генерироваться на длине волны, соответствующей максимальному различию усиления и потерь.

Усредняя по случайным реализациям МСС, можно получить асимптотическую зависимость для $\langle |\gamma|^2 \rangle$ – максимального значения квадрата модуля собственного значения в полосе усиления ($\lambda_0 - \delta\lambda_{max}, \lambda_0 + \delta\lambda_{max}$):

$$\langle |\gamma|^2 \rangle \approx \frac{1}{N} \left[C + \ln \left(4NL_f \delta\beta \frac{\delta\lambda_{max} \Delta r}{\lambda a} \right) \right], \quad (16)$$

где $\delta\beta$ – средняя модовая поправка к постоянной распространения; $C \approx 0.577$ – постоянная Эйлера (см. вывод (16) на основе статистики экстремальных значений в [51]).

Прямой численный расчёт [178, 179] подтверждает (рис.10), что $\langle |\gamma|^2 \rangle$ описывается логарифмической зависи-

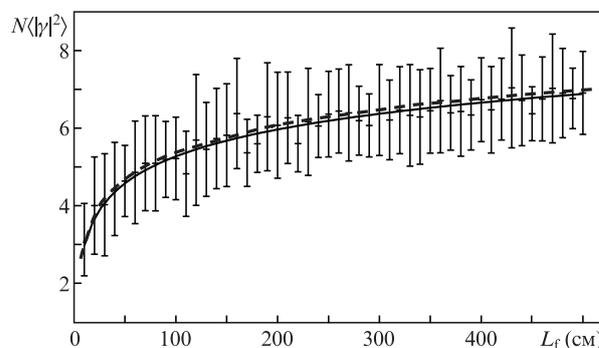


Рис.10. Максимальное значение квадрата модуля собственного значения антифазной моды в полосе усиления, усредненное по 25 реализациям МСС, в зависимости от длины ММС L_f : сплошная кривая – наилучшая аппроксимация по формуле $N\langle |\gamma|^2 \rangle = \xi + \ln L_f$ ($\xi = 0.67 \pm 0.03$), штриховая кривая – расчёт по формуле (16) [178].

мостью (16). В случае одинаковых сердцевин величина $\langle |y|^2 \rangle$ не зависела бы от числа элементов. Таким образом, эффективность синхронизации ансамбля лазеров со связью через кольцевой фильтр Тэлбота с ростом числа сердцевин уменьшается как $(\ln N)/N$.

Численный расчёт [182] волоконного лазера с МСС и внешним фурье-резонатором показывает качественное согласие зависимости максимального в полосе усиления значения $\langle |y|^2 \rangle$ от дисперсии разброса набегов фаз в каналах с зависимостью (16). Для 7-элементного набора итербиевых лазеров с параметрами, соответствовавшими эксперименту [64], численная модель предсказывает почти идеальную синхронизацию, а для 15 лазеров эффективность снижается вдвое. Таким образом, хотя фурье-фильтр и обладает высокой селективностью (что отмечалось при теоретическом анализе [183]), но с его помощью эффективно можно связать только небольшой ансамбль лазеров с низким фактором заполнения.

6.1.1. Синхронизация системы усилителей в общем резонаторе

В работе [30] был проведен анализ 370 000 измерений выходного распределения интенсивности для ансамбля из 25 (5×5) волоконных лазеров, связанных системой зеркал в фокальной плоскости [57]. Исходя из анализа массива выходных распределений в максимумах эффективности для этой системы, было показано, что вероятность того, что эффективность синхронизации больше или равна X , удовлетворительно описывается распределением Брэмвелла–Холдсворта–Пинтона [184]:

$$p(X) = \exp \left\{ \kappa \left[\frac{X - \mathcal{A}}{\mathcal{B}} - \exp \left(\frac{X - \mathcal{A}}{\mathcal{B}} \right) \right] \right\}, \quad (17)$$

где \mathcal{A} и \mathcal{B} – среднее значение и ширина распределения соответственно, а параметр κ определяет степень корреляции между измерениями. Наилучшая аппроксимация получилась при $\kappa \approx 1.03$. В предположении о некоррелированности распределений в соседних пиках ($\kappa = 1$) распределение (17) сводится к обобщённому распределению Фишера–Типпета, которое по теореме Гнеденко [185] является асимптотической плотностью распределения вероятности для максимума выборки случайных величин. Плотность вероятности для выходной мощности синхронизованного излучения хорошо аппроксимируется распределением Виво–Маджумдара–Бохигаса [186] при малых эффективностях и распределением Маджумдара–Вергассолы [187] – при больших. Эти распределения соответствуют распределениям наименьших и наибольших собственных значений случайных положительных матриц.

Если в полосу спектра усиления попадает малое число продольных мод, вероятность того, что найдётся общая для ансамбля длина волны, на которой может быть реализован режим с высокой степенью фазовой синхронизации, крайне мала. Волоконные лазеры, имеющие плотный спектр продольных мод, являются реальными кандидатами на реализацию ансамблей сфазированных лазеров большого размера. Следует отметить, что практический интерес представляют режимы, когда лазеры синхронизируются одновременно на нескольких общих продольных модах, что наблюдалось в эксперименте [188] по синхронизации излучения четырёх волоконных усилителей в общем резонаторе с полной длиной обхода ~ 820 м.

Связь лазеров осуществлялась системой 2×2 -разветвителей. Рассматривались два варианта разностей длин усилителей, отсчитываемых от длины самого короткого усилителя: 1) 1.4 см, 1 и 5.1 м, 2) 5.1 см, 1 и 5.1 м. Измерения оптических спектров и спектров осцилляций суммарной мощности показали, что полный спектр содержал структуры с разными масштабами частот. Самый крупный масштаб увязывался с малым различием длин усилителей для двух вариантов: 1) 17 ГГц, 2) 4.8 ГГц. Внутри этой структуры для варианта 2 наблюдались характерные интервалы между пиками 200 и 40 МГц, соответствующие разностям длин 1 и 5.1 м. Измерения с более высоким разрешением показали расщепление каждого пика на последовательность пиков с расстоянием между ними 240 кГц, отвечающим продольным модам общего резонатора. Сами эти пики имели тонкую структуру, которую авторы связывали с дисперсией поляризации поля. Поскольку при генерации большого числа супермод спектр генерации существенно уширяется, порог для ВРМБ в сердцевинах заметно снижается, что позволяет рассчитывать на дальнейший рост мощности составного лазера.

Для оценки предельного размера ансамбля, в котором с большой вероятностью реализуется высокая степень фазовой синхронизации, в работе [189] был предложен упрощённый вероятностный подход. Эффективность при добавлении лазера к имеющемуся ансамблю оценивалась величиной $\cos \varphi$, где φ – набег фазы в добавленном лазере за круговой обход для поля с длиной волны коллективной моды. Вероятность того, что $\cos \varphi$ больше заданной величины Y , при равновероятном распределении фазы есть $p_1 \approx \sqrt{2(1-Y)}/\pi$. Для N лазеров со средней длиной \bar{L} вероятность попадания длины волны в спектральную полосу усиления $2\pi/\Delta k$, хотя бы для одной коллективной моды, оценивалась как $\Delta k \bar{L} p_1^{N-1}$, что справедливо, когда эта величина меньше единицы. В таком случае число синхронизируемых с заданной эффективностью лазеров описывается выражением

$$N - 1 = 2 \ln(\Delta k \bar{L}) \left\{ \ln \left[\frac{\pi^2}{2(1-Y)} \right] \right\}^{-1}. \quad (18)$$

Из (18) было получено, что с эффективностью 90% можно синхронизовать до восьми-девяти лазеров длиной 10 м при спектральной ширине полосы усиления $\sim 10^4$ см $^{-1}$.

6.1.2. Влияние обратной связи в усиливающем элементе на устойчивость синхронизации

При наличии обратной связи в каждом активном элементе лазерная система представляет собой ансамбль связанных резонаторов. Нас, в первую очередь, интересуют режимы устойчивого управления генерацией лазера внешним сигналом при КУ слабого сигнала, большем порогового значения. Лазер остается в режиме генерации, управляемой внешним сигналом, при любой отстройке частоты внешнего сигнала от частоты продольной моды лазера, если мощность инжекции больше критической [190]:

$$P_{cr} = \frac{4r_m^2}{(1-r_m^2)^2} (G_0 - G_{th}), \quad (19)$$

где G_{th} и G_0 – интегральные пороговый КУ и КУ слабого сигнала соответственно; r_m – коэффициент отражения выходного зеркала. Если мощность излучения, возвращае-

мого в каждый лазер, меньше критической, то даже при максимальной эффективности синхронизации будет захватываться только часть лазеров в системе. В предположении, что все лазеры в ансамбле имеют одинаковые КУ и инжектируемую мощность, условие захвата излучения можно представить в виде [191]

$$\frac{\eta_{\text{ext}}\chi}{1-\chi} \geq \frac{4r_m^2}{(1-r_m^2)^2} \frac{G_0 - G_{\text{th}}^{(1)}}{G_0 - G_{\text{th}}}, \quad (20)$$

где $G_{\text{th}}^{(1)}$ – интегральный пороговый КУ для ансамбля идентичных лазеров; χ – доля мощности возвращаемого излучения; η_{ext} – «истинная» эффективность синхронизации, т. е. отношение выходной мощности ансамбля лазеров к выходной мощности в случае идентичных лазеров.

На рис.11 (сплошные кривые) приведены результаты численного моделирования ансамбля волоконных лазеров с мощностью инжекции P_{inj} , вдвое меньшей критической [192]. Число лазеров, захваченных инжектируемым сигналом, для каждой случайной реализации длин волокон в ансамбле определялось на длине волны, отвечающей максимуму η_{ext} в спектральной полосе усиления. Затем проводилось усреднение по 200 реализациям ансамбля с заданной дисперсией $\sigma(l_m)$. Видно, что в отсутствие нелинейности ПП в ансамбле большого размера только малая часть лазеров захватывается внешним сигналом, хотя отстройка фазы всего в два раза меньше критической.

Природу этого эффекта можно объяснить в рамках справедливой в пределе большого размера ансамбля модели [193], в которой набег фаз в резонаторах предпола-

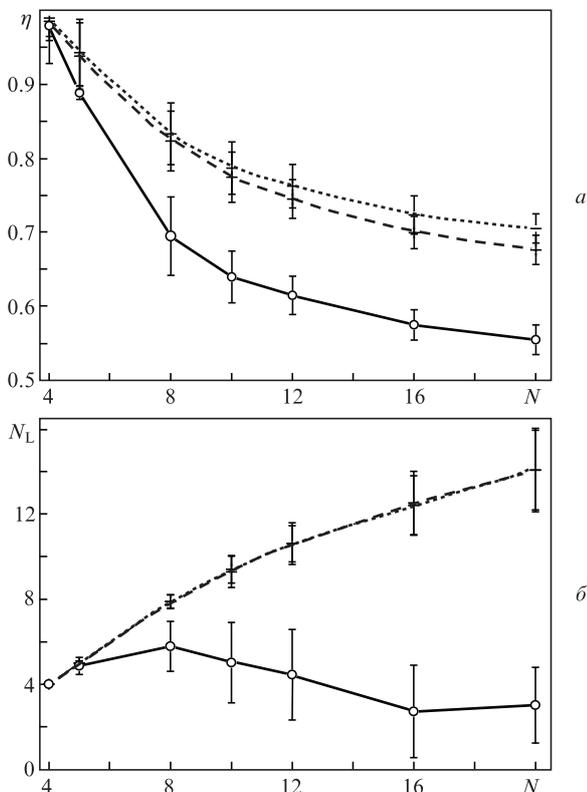


Рис.11. Усреднённые по 200 реализациям эффективность синхронизации η (а) и число захваченных лазеров N_L (б) в зависимости от числа лазеров в ансамбле N . Сплошные кривые соответствуют фактору уширения линии $\alpha = 0$ (отсутствие нелинейного ПП), штриховые – $\alpha = 1$, пунктирные – $\alpha = -1$. Дисперсия длин волокон $\sigma(l_m) = 1$ мм, $G_0 = 3.7$, $P_{\text{inj}} = P_{\text{cr}}/2$, $\delta\lambda_{\text{max}} = 4$ нм.

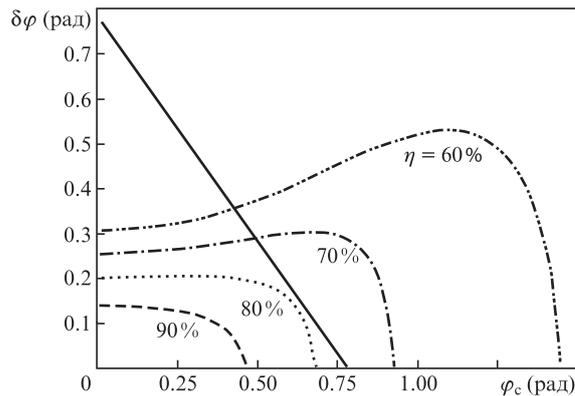


Рис.12. Линии уровня эффективности η синхронизации ансамбля лазеров с глобальной связью при $G_0 = 3.7$, $P_{\text{inj}} = P_{\text{cr}}/2$ на плоскости с координатами φ_c , $\delta\varphi$. Условие фазового захвата каждого лазера выполняется в области под прямой линией [193].

гаются равномерно распределёнными в диапазоне $(\varphi_c - \delta\varphi, \varphi_c + \delta\varphi)$. Из рис.12 видно, что при эффективности синхронизации $\eta \approx 80\%$ все лазеры захватываются внешним сигналом. С падением эффективности фазовой синхронизации число состояний ансамбля с заданной эффективностью синхронизации вне зоны захвата растёт. В результате вероятность того, что при заданной эффективности вклад в суммарное поле дадут лазеры с отстройкой фазового набег излучения от резонансного значения, меньшей критической, уменьшается. Иными словами [194], уменьшается плотность состояний системы в состоянии захвата.

Упрощённая модель распределения фаз излучения отдельных элементов позволяет дать оценку достижимой эффективности и для ансамбля усилителей в общем резонаторе [191]. Так, для условий эксперимента с 16 волоконными усилителями в кольцевой схеме [195] получаем $\eta = 53\%$, что соответствует наблюдавшейся величине.

6.1.3. Влияние нелинейности на устойчивость синхронизации

Влияние нелинейных зависимостей усиления и показателя преломления среды от интенсивности излучения на синхронизацию излучения в активных элементах исследовалось во многих работах. Для модели ансамбля лазеров со связью ближайших соседей в работе [196] было показано, что для устойчивой синхронизации при керровской нелинейности с коэффициентом n_K сила оптической связи лазеров μ должна удовлетворять условиям $\text{Re}\mu > 0$, $n_K \text{Im}\mu < 0$, т. е. необходима мнимая добавка к силе связи. Авторами [197] предсказывается вариант устойчивой генерации синфазной моды в кольцевых ансамблях со связью ближайших соседей при $\text{Im}\mu = 0$. Для этого необходимо, чтобы коэффициенты связи при обходе излучением ансамбля по часовой стрелке и в обратном направлении различались и были связаны определённым соотношением. Экспериментальная реализация такого типа связи нам неизвестна.

Многоканальный кольцевой резонатор, схема которого подобна приведенной на рис.2, рассматривался в работе [198], где было показано, что в этой конфигурации может быть выделена супермода, а для её собственного значения получена логарифмическая аппроксимация, аналогичная (16). В работе [199] эта система моделировалась численно при $N = 3$ с учётом в каждом активном волокне

насыщаемого усиления, а также керровского и резонансного нелинейных вкладов в ПП. При больших мощностях накачки (~ 1 кВт на канал) была обнаружена автоколебательная неустойчивость синфазной генерации, связываемая авторами [199] с нелинейным вкладом в набег фаз в отдельном резонаторе.

Лежером в 2008–2018 гг. был опубликован цикл работ по исследованию двухсердцевинного волокна с большим расстоянием между активными сердцевинами, связанными внешним интерферометром. Такая конфигурация позволяет устранить влияние внешней среды на точность фазирования. Было продемонстрировано наличие в ПП сердцевинки волокна вклада, пропорционального КУ с фактором Генри $\alpha = 7.4$ [200]. Этот эффект может компенсировать разность фаз полей на выходе из каналов, но только при существенном различии интенсивностей этих полей [201]. Также было показано, что в интерференционной схеме даже небольшое отражение в канале потерь снижает требования к точности синхронизации фаз ценой уменьшения величины межмодовой дискриминации [202].

Пелеш, Роджерс и Визенфельд [203, 204] численно исследовали устойчивость синфазной генерации системы из волоконных усилителей, расположенных в общем резонаторе с глобальной связью. Инверсия населённостей находилась из скоростных уравнений для трёх- и четырёхуровневых сред [205], а среднее поле в каждом усилителе определялось по формуле Ригрода. Матрица связи (9) имела невырожденное собственное число M_c и $(N-1)$ -кратно вырожденное собственное число m_c . В рамках этой модели в [203] выведена система алгебраических уравнений, связывающая значения амплитуд полей и КУ в волокнах после обхода общего резонатора. В результате оказалось, что синфазная супермода устойчива в нескольких узких областях на плоскости с координатами $W_p\tau, \zeta$, где W_p – скорость накачки, τ – время жизни верхнего уровня, $\cos\zeta = \text{Re } M_c m_c^*$ – параметр связи. Добавление [204] в фазовый набег по волокну сдвига, пропорционального интегральному КУ, увеличивало стабильность одномодовой генерации, но сами области устойчивости и неустойчивости продолжали существовать.

Влияние нелинейности ПП на фазовую синхронизацию ансамбля лазеров, работающих в режиме захвата генерации внешним сигналом, анализировалось в [206] в приближении среднего поля. Вообще говоря, в резонаторе с нелинейной средой при заданной интенсивности внешнего сигнала существует несколько решений для поля [207]. Авторы [206] выбирали решение, ближайшее к полю собственной моды. Было показано, что пропорциональная усилению добавка к ПП существенно увеличивает эффективность синхронизации.

В работе [192] ансамбль лазеров с глобальной связью численно исследовался без использования приближения среднего поля. Установлено, что добавление пропорциональной усилению компоненты ПП несколько улучшает эффективность синхронизации ансамбля при любом знаке нелинейности (см. рис.11,а), число же захваченных лазеров увеличивается радикально. Из рис.11,б видно, что даже при большом числе лазеров в ансамбле, число захваченных лазеров продолжает расти. Как следует из рис.13, причина этого явления скорее в сильной зависимости доли захваченных лазеров от эффективности. На рис.13 приведены результаты расчёта по упрощённой модели с

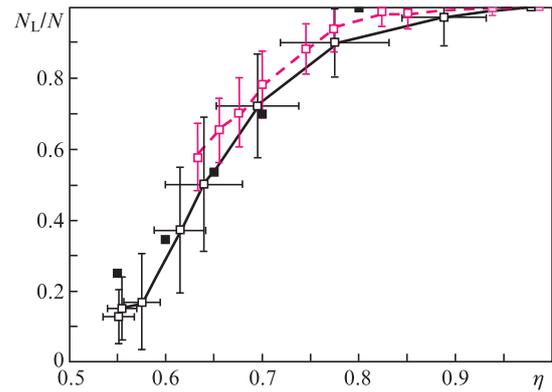


Рис.13. Доля захваченных генерацией на супермоды лазеров, усредненная по 200 реализациям длин лазеров в ансамбле, как функция эффективности синхронизации при $\sigma(l_m) = 1$ мм, $G_0 = 3.7$, $P_{inj} = P_{cr}/2$, $\delta\lambda_{max} = 4$ нм. Сплошная кривая соответствует $\alpha = 0$, штриховая – $\alpha = 1$, чёрные квадраты – оценка по вероятностному подходу для $\alpha = 0$ [193].

равномерным распределением разброса фаз в заданном диапазоне [29].

Моделирование по самосогласованной модели [191] показывает, что при оптимальном подборе доли мощности возвращаемого излучения и при нелинейном вкладе в ПП можно ожидать устойчивой фазовой синхронизации 20–25 лазеров, при этом эффективность синхронизации η_{ext} будет составлять $\sim 70\%$. В ансамблях со связью типа фурье-связи, в которых частота коллективной моды определяется несколькими лазерами, расположенными в центре ансамбля, удалось получить генерацию синфазной супермоды ансамбля из 35 полупроводниковых лазеров при видности интерференционной картины 0.57 [208].

6.2. Динамические режимы генерации ансамбля лазеров

Поскольку разброс оптических длин усилителей имеет случайный характер, то степень фазовой синхронизации должна испытывать сильные флуктуации при изменении параметров структуры, определяющих оптические длины. Поэтому нежелательной особенностью работы ансамбля лазеров с оптической связью является склонность к пиковому режиму генерации из-за вызванных флуктуациями случайных перескоков на другую длину волны, характеризующуюся близким значением разности усиления и потерь [75].

Альтернативным режимом, представляющим практический интерес, может оказаться переход к регулярным пульсациям суммарной выходной мощности. Появление периодических пульсаций при варьруемой силе связи наблюдалось в эксперименте с двумя связанными CO_2 -лазерами [39]. При приближении частоты обмена полями между резонаторами к частоте релаксационных колебаний регулярные осцилляции переходили в хаотические через последовательность удвоения периода осцилляций. В режиме хаотических пульсаций сохранялась высокая степень когерентности полей лазеров. Для двух связанных волоконных лазеров режим генерации повторяющихся импульсов наблюдался в численном эксперименте [209] в широком диапазоне коэффициентов связи лазеров при фиксированной расстройке частот резонаторов (200 кГц) и времени релаксации инверсии населённости $\tau_i = 160$ мкс. При этом видность интерференционной кар-

тины в дальней зоне была высокой благодаря совпадению фаз полей импульсов, следующих с частотой $\sim 1/\tau_f$.

Динамика генерации двух связанных волоконных лазеров исследовалась в работе [210], где режим генерации повторяющихся импульсов возникал при модуляции фазы излучения одного из лазеров с резонансной частотой (для данной системы – 23 кГц). Резонансная частота определяется соотношением

$$\omega_f = \sqrt{\frac{\delta(P_p/P_p^{\text{th}} - 1)}{\tau_f \tau_c}}, \quad (21)$$

где δ – потери за обход резонатора; τ_c – время обхода резонатора; P_p – мощность накачки; P_p^{th} – её пороговое значение. При других частотах модуляции импульсы генерировались хаотически.

В ансамблях лазеров динамические режимы генерации оказываются, как правило, более сложными (см., напр., [82]). Численное моделирование динамики генерации ансамблей лазеров с глобальной связью, содержащих 100 [211] и 1000 элементов [212], показало, что увеличение дисперсии разброса оптических длин приводит к пиковому режиму генерации. В максимумах мощности осевая яркость составляла $\sim 30\%$ от идеального значения. Этот эффект возникает при учёте конечного времени релаксации населённости лазерных уровней. Для фазовой синхронизации было достаточно, чтобы собственные частоты отдельных лазеров попали в конечный спектральный диапазон, связанный с неопределённостью частоты излучения.

Одновременная генерация нескольких продольных мод в кольцевом резонаторе с двумя или четырьмя волоконными усилителями, связанными 2×2 -разветвителями, численно моделировалась в работе [213]. При этом инверсия населённости и среднее поле в каждом усилителе описывались скоростными уравнениями, в которых учитывались керровская нелинейность ПП и дисперсия групповой скорости. Выходная мощность быстро осциллировала, при этом в спектре наблюдалось несколько узких линий в пределах полосы шириной ~ 10 ГГц. Результаты моделирования демонстрируют хорошее согласие с результатами эксперимента [195], причём для большого числа лазеров (10–16) полученные эффективности были выше, чем рассчитанные по модели [189].

В работе [214] численно исследовался вопрос об устойчивости генерации одной супермоды в ансамбле волоконных усилителей, находящихся в общем резонаторе. Было показано, что если в полосе усиления среды нет ни одной общей продольной моды, то в спектре мощности видны несколько узких линий, а параметр порядка осциллирует с частотой ~ 1.8 ГГц. Если общая мода единственна, то при возмущении фазы в одном из каналов лазер возвращается в режим одномодовой генерации за несколько обходов, что соответствует данным эксперимента [215]. Керровская нелинейность приводит к уширению линии и создаёт ЧВВ между модами, увеличивая возможное число генерируемых мод. С другой стороны, нелинейность вызывает утечку энергии в моды с большими потерями, уменьшая мощность основной моды.

В работе [216] численно исследовался ансамбль полупроводниковых лазеров с промежуточной между глобальной связью и связью ближайших соседей оптической связью. Показано, что для идентичных лазеров учёт релаксации среды и запаздывания в системе связи приводит

к синхронной хаотической генерации всего ансамбля, аналогичной генерации одного лазера в модели Лэнга–Кобаяши. При учёте разброса параметров лазеров [217] синхронизация лазеров в ансамбле сохраняется.

Эксперименты по пассивной фазовой синхронизации импульсных лазеров проводились многими группами, но при небольшом числе элементов. В эксперименте [218] с тремя волоконными усилителями в кольцевой схеме с выводом излучения через дифракционную решётку наблюдалась интерференционная картина с видностью 0.82 при частоте следования импульсов 2.2 МГц, их пиковой мощности 1.02 кВт и длительности 9.6 нс. В работе [219] два фотонно-кристаллических волоконных усилителя с диаметром основной моды 55 мкм были связаны интерференционной связью с эффективностью $\eta = 92\%$ в режиме генерации импульсов с пиковой мощностью 0.7 МВт. Длительность импульсов 10 нс и частота их следования 1 кГц обеспечивались акустическим модулятором добротности. В эксперименте [71] с тремя Nd:YAG-лазерами, связанными нелинейными решётками в активных элементах, один лазер мог работать в режиме модуляции добротности. При этом также наблюдалось повышение видности интерференционной картины генерации.

7. Заключение

Таким образом, пассивная фазовая синхронизация остаётся актуальным способом получения излучения с высокой осевой яркостью. В то время как в системах специального назначения турбулентность атмосферы оставляет выбор скорее между системами активной синхронизации и некогерентного сложения пучков на удалённой мишени (см., напр., [220, 221] и приведенные там ссылки), в настольных системах активные и пассивные методы конкурируют на равных и комбинируются [46, 47]. В одночастотных волоконных лазерах с фиксированной поляризацией излучения мощность в одном усилителе ограничена величиной ~ 500 Вт, так что синхронизация даже небольшого числа каналов уже коммерчески перспективна: как при активной синхронизации, так и в системе связи на основе дифракционных оптических элементов достигнута выходная мощность ансамбля ~ 5 кВт [222]. За пределами обзора остались методы синхронизации лазеров в режиме генерации УКИ, в которых высокие пиковые мощности приводят к нетривиальным физическим эффектам.

Системы с распределённой связью в волоконных лазерах эволюционировали в целый класс фотонно-кристаллических волокон, а в полупроводниковых лазерах позволили связать ансамбли из сотен лазеров с вертикальным резонатором. Сейчас исследуются резонансные антиволноводные линейки квантовых каскадных лазеров, генерирующих излучение в среднем ИК диапазоне с мощностью в несколько ватт [90, 223], однако так же, как и в случае УКИ, большая ширина спектра излучения [224] требует создания новых теоретических подходов.

1. Huang R.K. et al. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **19**, 209 (2007).
2. Sprangle P. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 138 (2009).
3. Daneu V. et al. *Opt. Lett.*, **25**, 405 (2000).
4. Fan T.Y. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **11**, 567 (2005).
5. Fridman M., Eckhouse V., Davidson N., Friesem A.A. *Opt. Lett.*, **33**, 648 (2008).
6. Andrusyak O. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 344 (2009).

7. Shay T.M. et al. *Proc. SPIE*, **7195**, 71951M (2009).
8. Goodno G.D. et al. *Opt. Lett.*, **35**, 1542 (2010).
9. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990) [*Sov. Phys. Usp.*, **33**, 228 (1990)].
10. Глова А.Ф. *Квантовая электроника*, **33**, 283 (2003) [*Quantum Electron.*, **33**, 283 (2003)].
11. Page R.H. et al. *Opt. Lett.*, **31**, 353 (2006).
12. Gapontsev D. *Proc. Solid State Diode Laser Technol. Rev.* (Albuquerque, NM, USA, 2008).
13. Krupke W.F. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 1287 (2000).
14. Steinhäusser B. et al. *Fiber Integr. Opt.*, **27**, 407 (2008).
15. Flushe V.M., Alley T.G., et al. *Opt. Express*, **14**, 11748 (2006).
16. Голдобин И.С., Евтихеев Н.Н., Плявенок А.Г. *Квантовая электроника*, **16**, 1957 (1989) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **19**, 1261 (1989)].
17. Lim J.J. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 993 (2009).
18. Stickle C.M. et al. *Tech. Dig. Adv. Solid-State Photonics Conf.* (Incline Village, Nevada, USA, 2006, TuA1).
19. Аполлонов В.В. и др. *Квантовая электроника*, **29**, 1 (1999) [*Quantum Electron.*, **29**, 839 (1999)].
20. Wacks M., Ryan L., Johannsen D., Geopfarth R. *J. Directed Energy*, **1**, 317 (2006).
21. Александров Б.П. и др. *Квантовая электроника*, **33**, 25 (2003) [*Quantum Electron.*, **33**, 25 (2003)].
22. Giesen A., Speiser J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **13**, 598 (2007).
23. Beil K. et al. *Opt. Express*, **18**, 20712 (2010).
24. Mende J. et al. *Proc. SPIE*, **7193**, 71931V (2009).
25. Richardson D.J., Nilsson J., Clarkson W.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, B64 (2010).
26. Dawson J. et al. *Opt. Express*, **16**, 13240 (2008).
27. Smith A.V. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 153 (2009).
28. August S.J. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 1707 (2007).
29. Высоцкий Д.В., Ёлкин Н.Н., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **40**, 861 (2010) [*Quantum Electron.*, **40**, 861 (2010)].
30. Fridman M. et al. *Phys. Rev. E: Stat Nonlinear Soft Matter Phys.*, **86**, 041142 (2012).
31. Глова А.Ф. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 875 (1998) [*Quantum Electron.*, **28**, 851 (1998)].
32. Васильев А.Ф. и др. *ЖТФ*, **56**, 312 (1986) [*Sov. Phys. Tech. Phys.*, **31**, 191 (1986)].
33. Богачев В.А. и др. *Квантовая электроника*, **42** (6), 531 (2012) [*Quantum Electron.*, **42** (6), 531 (2012)].
34. Басов Н.Г., Беленев Е.М., Летохов В.С. *ЖТФ*, **35**, 1098 (1965).
35. Перель В.И., Рогова И.В. *Оптика и спектроскопия*, **25**, 716 (1968).
36. Перель В.И., Рогова И.В. *Оптика и спектроскопия*, **25**, 943 (1968).
37. Spencer M.B., Lamb W.E. Jr. *Phys. Rev. A*, **5**, 893 (1972).
38. Fader W.J., Palma G.E. *Opt. Lett.*, **10**, 381 (1985).
39. Бондаренко А.В. и др. *ЖЭТФ*, **95**, 807 (1989) [*JETP*, **68**, 461 (1989)].
40. Roy R. *AIP Conf. Proc.*, **548**, 260 (2000).
41. Botez D., in *Diode Laser Arrays* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994, pp 1–71).
42. Mafi A., Moloney J.V. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 897 (2004).
43. Veldcamp W.B., Leger J.R., Swanson G.J. *Opt. Lett.*, **11**, 303 (1986).
44. Leger J.R., Swanson G.J., Veldcamp W.B. *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 888 (1986).
45. Morel J., Woodtli A., Daendliker R. *Opt. Lett.*, **18**, 1520 (1993).
46. Schimmel G. et al. *Proc. SPIE*, **9733**, 97330I (2016).
47. Schimmel G. et al. *Proc. SPIE*, **10086**, 100860O (2017).
48. Redmond S.M. et al. *Opt. Lett.*, **37**, 2832 (2012).
49. Thielen P.A. et al. *Opt. Lett.*, **37**, 3741 (2012).
50. Державин С.И., Дюкель О.А., Лындин Н.М. *Квантовая электроника*, **42** (6), 561 (2012) [*Quantum Electron.*, **42** (6), 561 (2012)].
51. Герасимов В.Б. и др. *Квантовая электроника*, **13**, 1278 (1986) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **16**, 839 (1986)].
52. Герасимов В.Б. и др. *Квантовая электроника*, **14**, 912 (1987) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **17**, 579 (1987)].
53. He B. et al. *Opt. Express*, **14**, 2721 (2006).
54. Wan C., Tiffany V., Leger J.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **47**, 770 (2011).
55. Александров А.Г. и др. *Квантовая электроника*, **17**, 1462 (1990) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **20**, 1370 (1990)].
56. Rediker R.H., Corcoran C.J., Pang L.Y., Liew S.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 1547 (1989).
57. Fridman M., Nixon M., Davidson N., Friesem A. *Opt. Lett.*, **35**, 1434 (2010).
58. Lhermite J. et al. *Opt. Lett.*, **32**, 1842 (2007).
59. Shalaby V.M. et al. *Appl. Phys. B*, **100**, 859 (2010).
60. Shalaby V.M. et al. *Appl. Phys. B*, **105**, 213 (2011).
61. Yang Y. et al. *Opt. Lett.*, **39**, 708 (2014).
62. Liu H. et al. *J. Lightwave Technol.*, **32**, 2220 (2014).
63. Corcoran C.J., Rediker R.H. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 759 (1991).
64. Corcoran C.J., Durville F. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 201118 (2005).
65. Лиханский В.В., Напартович А.П., Сухарев А.Г. *Квантовая электроника*, **14**, 1733 (1987) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **17**, 1105 (1987)].
66. Баранов В.Ю. и др. *Квантовая электроника*, **15**, 2335 (1988) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **18**, 1462 (1988)].
67. Бондаренко А.В. и др. *Квантовая электроника*, **15**, 877 (1988) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **18**, 563 (1988)].
68. Баснев Т.Т. и др. *Квантовая электроника*, **33** (8), 659 (2003) [*Quantum Electron.*, **33** (8), 659 (2003)].
69. Баснев Т.Т. и др. *Квантовая электроника*, **37**, 143 (2007) [*Quantum Electron.*, **37**, 143 (2007)].
70. Баснев Т.Т. и др. *Квантовая электроника*, **39**, 31 (2009) [*Quantum Electron.*, **39**, 31 (2009)].
71. Баснев Т.Т. и др. *Квантовая электроника*, **41**, 207 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 207 (2011)].
72. Лындин Н.М. и др. *Квантовая электроника*, **21**, 1141 (1994) [*Quantum Electron.*, **24**, 1058 (1994)].
73. Shirakawa A., Saitou T., Sekiguchi T., Ueda K. *Opt. Express*, **10**, 1167 (2002).
74. Sabourdy D. et al. *Opt. Express*, **11**, 87 (2003).
75. Shirakawa A., Matsuo K., Ueda K. *Tech. Dig. CLEO 2004* (San Francisco, USA, 2004, CThGG2).
76. Bruesselbach H. et al. *Tech. Dig. CLEO 2005* (Baltimore, USA, 2005, CMD4).
77. Wang B., Mies E., Minden M., Sanchez A. *Opt. Lett.*, **34** (7), 863 (2009).
78. Kabeya D. et al. *Opt. Express*, **23** (4), 5035 (2015).
79. Ishaaya A.A., Davidson N., Friesem A.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 301 (2009).
80. Zhao P. et al. *Opt. Express*, **26**, 18019 (2018).
81. Purnawirman, Phua P.B. *Opt. Express*, **19**, 5364 (2011).
82. Winful H.G., Defreez R., in *Diode Laser Arrays* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994, pp 226–254).
83. Botez D. *Proc. IEE. Part J. Optoelectronics*, **139**, 14 (1992).
84. Mawst L.J. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 668 (1992).
85. Yang H. et al. *Electron. Lett.*, **33**, 136 (1997).
86. Yang H., Mawst L.J., Botez D. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1221 (2000).
87. Bao L. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 320 (2004).
88. Bao L. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **11**, 968 (2005).
89. Kirch J.D. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 061113 (2015).
90. Sigler C. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **23**, 1200706 (2017).
91. Glas P. et al. *Opt. Commun.*, **151**, 187 (1998).
92. Elkin N.N. et al. *Opt. Commun.*, **177**, 207 (2000).
93. Huo Y. et al. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **13**, 439 (2001).
94. Huo Y., Cheo P.K., King G.G. *Opt. Express*, **12**, 6230 (2004).
95. Russel P.St.J. *J. Lightwave Technol.*, **24**, 4729 (2006).
96. Michaille L. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 328 (2009).
97. Fang X.H. et al. *Opt. Lett.*, **35**, 2326 (2010).
98. Fang X. et al. *Opt. Lett.*, **36**, 1005 (2011).
99. Hu M.L. et al. *J. Mod. Opt.*, **58**, 1966 (2011).
100. Beach R.J. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 1521 (2002).
101. Beach R.J. et al. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **15**, 670 (2003).
102. Высоцкий Д.В., Напартович А.П., Трапезников А.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 1089 (2003) [*Quantum Electron.*, **33**, 1089 (2003)].
103. Dawson J.W. et al. US Patent 2004/0247272 A1 (2004).
104. Drachenberg D. et al. *Opt. Express*, **21**, 18089 (2013).
105. Drachenberg D.R. et al. *Opt. Express*, **21**, 11257 (2013).
106. Anderson B. et al. *Opt. Lett.*, **39**, 6498 (2014).
107. Napartovich A.P., Elkin N.N., Vysotsky D.V. *Tech. Dig. CLEO 2013* (San Jose, Ca, USA, 2013, OSA, CTu2K.5).
108. Elkin N.N., Napartovich A.P., Vysotsky D.V. *Proc. Int. Conf. on Advanced Optoelectron. and Lasers (CAOL'2013)* (Sudak, Ukraine, IEEE, 2013, pp 38–40).
109. Sha P. et al. *Opt. Lett.*, **35**, 2329 (2010).
110. Talbot H.F. *Philos. Mag.*, **9**, 401 (1836).
111. Lord Rayleigh. *Philos. Mag.*, **11**, 196 (1881).
112. Антюхов В.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **44**, 63 (1986) [*JETP Lett.*, **44**, 78 (1986)].

113. Голубенцев А.А., Лиханский В.В., Напартович А.П. *ЖЭТФ*, **93**, 1199 (1987) [*JETP*, **66**, 676 (1987)].
114. D'Amato F.X., Siebert E.T., Roychoudhuri V. *Proc. SPIE*, **1043**, 100 (1989).
115. Глова А.Ф. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 630 (1996) [*Quantum Electron.*, **26**, 614 (1996)].
116. Аполлонов В.В. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 355 (1998) [*Quantum Electron.*, **28**, 344 (1998)].
117. Mawst L.J. et al. *Electron. Lett.*, **25**, 365 (1989).
118. Jia Z. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 061108 (2017).
119. Napartovich A.P., Elkin N.N., Vysotsky D.V. *Proc. SPIE*, **4184**, 431 (2001).
120. Winthrop J.T., Worthington C.R. *J. Opt. Soc. Am.*, **55**, 373 (1965).
121. Leger J.R., Griswold M.P. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 4 (1990).
122. Голубенцев А.А. и др. *Квантовая электроника*, **17**, 1018 (1990) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **20**, 934 (1990)].
123. Vasil'tsov V.V. et al. *Proc. SPIE*, **2109**, 122 (1993).
124. Tradonsky C. et al. *Appl. Opt.*, **56**, A126 (2017).
125. Raboef D. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28** (5), 1289 (2011).
126. Liu B., Braiman Y. *Opt. Commun.*, **414**, 202 (2018).
127. Кандидов В.П., Терехова И.В. *Квантовая электроника*, **33**, 536 (2003) [*Quantum Electron.*, **33**, 536 (2003)].
128. Corcoran C.J., Durville F. *Opt. Lett.*, **40** (13), 2957 (2015).
129. Ривлин Л.А., Шульдяев В.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **11**, 572 (1968).
130. Ulrich R., Ankele G. *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 337 (1975).
131. Григорьева Е.Е., Семёнов А.Т. *Квантовая электроника*, **5**, 1877 (1978) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **8**, 1063 (1978)].
132. Soldano L.B., Pennings E.C.M. *J. Lightwave Technol.*, **13**, 615 (1995).
133. Wang L. et al. *Opt. Express*, **24**, 30275 (2016).
134. Meng B. et al. *Opt. Express*, **25**, 3077 (2017).
135. Banerji J., Davies A.R., Jenkins R.M. *Appl. Opt.*, **36**, 1604 (1997).
136. Wrage M. et al. *Opt. Commun.*, **205**, 367 (2002).
137. Wrage M. et al. *Opt. Lett.*, **25**, 1436 (2000).
138. Высоцкий Д.В., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **31**, 298 (2001) [*Quantum Electron.*, **31**, 298 (2001)].
139. Li L. et al. *Opt. Lett.*, **31** (17), 2577 (2006).
140. Li L. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 1721 (2007).
141. Wrage M. et al. *Opt. Lett.*, **26**, 1436 (2001).
142. Vysotsky D.V. et al. *Proc. SPIE*, **4751**, 395 (2002).
143. Hadley G.R., in *Diode Laser Arrays* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994, pp 180–225).
144. Botez D., Napartovich A.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 975 (1994).
145. Botez D., Napartovich A.P., Zmudzinski C.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 244 (1995).
146. Высоцкий Д.В., Напартович А.П. *ЖЭТФ*, **155**, 416 (1999) [*JETP*, **88**, 227 (1999)].
147. Zmudzinski C.A., Botez D., Mawst L.J., Bhattacharya A., Nesnidal M., Nabiev R.F. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1**, 129 (1995).
148. Nabiev R.F., Botez D. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1**, 138 (1995).
149. Nabiev R.F., Yeh P., Botez D. *Opt. Lett.*, **18**, 1612 (1993).
150. Кившарь Ю.С., Агарвал Г.П. *Оптические солитоны* (М.: Физматлит, 2005. гл. 5).
151. Huo Y., Cheo P.K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**, 2345 (2005).
152. Gong M., Lu C., Yan P., Wang Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **44**, 1009 (2008).
153. Jiang Z., Marcianti J.R. *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**, 247 (2008).
154. Yariv A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**, 919 (1973).
155. Shalaby B.M. et al. *Appl. Phys. B*, **97**, 599 (2009).
156. Xia C. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **22**, 196 (2016).
157. Poli F., Laegsgaard J., et al. *J. Lightwave Technol.*, **37**, 1075 (2019).
158. Bochove E.J., Cheo P.K., King G.G. *Opt. Lett.*, **28**, 1200 (2003).
159. Bochove E.J. *Proc. SPIE*, **5708**, 132 (2005).
160. Антипов О.Л. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 418 (2006) [*Quantum Electron.*, **36**, 418 (2006)].
161. Elkin N.N. et al. *Opt. Commun.*, **177**, 207 (2000).
162. Высоцкий Д.В., Ёлкин Н.Н., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **36**, 73 (2006) [*Quantum Electron.*, **36**, 73 (2006)].
163. Elkin N.N. et al. *Opt. Commun.*, **277**, 390 (2007).
164. Napartovich A.P., Vysotsky D.V. *Phys. Rev. A*, **76**, 063801 (2007).
165. Высоцкий Д.В., Напартович А.П. *ЖЭТФ*, **135**, 627 (2009) [*JETP*, **108**, 547 (2009)].
166. Кузнецова Т.И., Раутиан С.Г. *ФТТ*, **5**, 2105 (1963) [*Sov. Phys. Solid State*, **5**, 1535 (1964)].
167. Ананьев Ю.А. *ЖТФ*, **37**, 139 (1967).
168. Майер А.А. *УФН*, **165**, 1037 (1995) [*Phys. Usp.*, **38**, 991 (1995)].
169. Elkin N.N. et al. *J. Lightwave Technol.*, **25**, 4729 (2007).
170. Gundu K.M., Kolesik M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **32**, 763 (2007).
171. Andermahr N., Fallnich C. *Opt. Express*, **16**, 8678 (2008).
172. Andermahr N., Fallnich C. *Opt. Express*, **16**, 20038 (2008).
173. Fève J.-P. *Opt. Express*, **15**, 577 (2007).
174. Fève J.-P. et al. *Opt. Express*, **15**, 4647 (2007).
175. Антипов О.Л. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 418 (2006) [*Quantum Electron.*, **36**, 418 (2006)].
176. Smith A.V., Smith J.J. *Opt. Express*, **19**, 11318 (2011).
177. Голубенцев А.А., Лиханский В.В., Напартович А.П. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **32**, 417 (1989).
178. Высоцкий Д.В. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 271 (2002) [*Quantum Electron.*, **32**, 271 (2002)].
179. Napartovich A.P., Vysotsky D.V. *J. Mod. Opt.*, **50**, 2715 (2003).
180. Liu L. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **27**, L285 (1994).
181. Corcoran C.J., Pasch K.A. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **37**, L461 (2004).
182. Высоцкий Д.В., Напартович А.П., Трощиева В.Н. *Квантовая электроника*, **37**, 345 (2007) [*Quantum Electron.*, **37**, 345 (2007)].
183. Аполлонов В.В., Кислов В.И., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **23**, 1081 (1996) [*Quantum Electron.*, **26**, 1051 (1996)].
184. Bramwell S.T. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3744 (2000).
185. Гумбель Э. *Статистика экстремальных значений* (М.: Мир, 1985).
186. Vivo P., Majumdar S.N., Bohigas O. *J. Phys. A*, **40**, 4317 (2007).
187. Majumdar S.N., Vergassola M. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 060601 (2009).
188. Simpson T.B. et al. *Opt. Express*, **15**, 11731 (2007).
189. Kouznetsov D. et al. *Opt. Rev.*, **12**, 445 (2005).
190. Gordon R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **42**, 353 (2006).
191. Napartovich A.P., Elkin N.N., Vysotsky D.V. *Appl. Opt.*, **53**, 123 (2014).
192. Napartovich A.P., Elkin N.N., Vysotsky D.V. *Proc. SPIE*, **7914**, 791428 (2011).
193. Высоцкий Д.В., Ёлкин Н.Н., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **43**, 845 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 845 (2013)].
194. Corcoran C.J., Durville F., Ray W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **47**, 1043 (2011).
195. Chang W.Z. et al. *Tech. Dig. CLEO 2009* (San Francisco, USA, 2009, JTU63).
196. Голубенцев А.А., Лиханский В.В., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **16**, 730 (1989) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **19**, 477 (1989)].
197. Longhi S., Feng L. *Appl. Phys. Lett. Photonics*, **3**, 060802 (2018).
198. Bochove E.J., Shakir S.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 320 (2009).
199. Bochove E.J. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **47**, 777 (2011).
200. Chiang H.-S. et al. *Opt. Lett.*, **40** (6), 962 (2015).
201. Kunkel W.M., Leger J.R. *Opt. Express*, **26** (7), 9373 (2018).
202. Khajavikhan M., Leger J.R. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15** (2), 281 (2009).
203. Peleš S., Rogers J.L., Wiesenfeld K. *Phys. Rev. E*, **73**, 026212 (2006).
204. Wiesenfeld K., Peleš S., Rogers J.L. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 312 (2009).
205. Ray W., Wiesenfeld K., Rogers J.L. *Phys. Rev. E*, **78**, 046203 (2008).
206. Corcoran C.J., Durville F., Pasch K.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **44**, 275 (2008).
207. Felber F.S., Marburger J.H. *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 731 (1976).
208. Corcoran C.J., Durville F. *Opt. Express*, **22**, 8420 (2014).
209. Nixon M. et al. *Opt. Lett.*, **36**, 1320 (2011).
210. Zhou P. et al. *Chin. Opt. Lett.*, **6**, 523 (2008).
211. Курчатова С.Ю., Лиханский В.В., Напартович А.П. *ЖЭТФ*, **107**, 1491 (1995) [*JETP*, **80**, 833 (1995)].
212. Kourchatov S.Yu. et al. *Phys. Rev. A*, **52**, 4089 (1995).
213. Wu T.W. et al. *Opt. Express*, **17**, 19509 (2009).
214. Sivaramakrishnan S. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **51**, 1600209 (2015).
215. Guillot J. et al. *Opt. Lett.*, **36**, 2907 (2011).
216. Nair N., Bochove E., Braiman Y. *Opt. Express*, **26**, 20040 (2018).
217. Nair N., Bochove E., Braiman Y. *Opt. Commun.*, **430**, 104 (2019).
218. Yang Y.-F. et al. *Chin. Phys. Lett.*, **31**, 084206 (2014).
219. Rosenstein B., Shirakov A., Belker D., Ishaaya A.A. *Opt. Express*, **22** (6), 6416 (2014).
220. Nelson W., Shprangle P., Davis C.C. *Appl. Opt.*, **55** (29), 8338 (2016).
221. Shprangle P. et al. *Appl. Opt.*, **56** (16), 4825 (2017).
222. Liu Z.J. et al. *Sci. China Inf. Sci.*, **62** (4), 041301 (2019).
223. Elkin N.N. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **55** (3), 2300210 (2019).
224. Sigler C. et al. *Opt. Eng.*, **57** (1), 011013 (2018).