

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения
Российской академии наук

На правах рукописи

Чуркин Дмитрий Владимирович

**Стохастические режимы генерации непрерывного
волоконного ВКР-лазера**

01.04.05 “Оптика”

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Новосибирск - 2014

Оглавление

Список обозначений	4
Введение	8
1. Непрерывный волоконный ВКР-лазер и его характеристика	28
1.1 Основы устройства волоконного ВКР-лазера	28
1.2 Выходная мощность	33
1.3 Насыщение ВКР-усиления	40
1.4 Стохастическая временная динамика излучения	48
2. Спектр излучения непрерывного волоконного ВКР-лазера в турбулентном режиме генерации	59
2.1 Модовая структура излучения	59
2.2 Статистика флуктуаций амплитуд и фаз различных продольных мод	64
2.3 Формирование спектра генерации волоконного ВКР-лазера	76
2.4 Спектр выходного излучения волоконного ВКР-лазера . .	98
3. Ламинарный режим генерации и ламинарно-турбулентный переход в непрерывном волоконном ВКР-лазере	109
3.1 Концепция ламинарной генерации в волоконных лазерах .	109
3.2 Эспериментальная демонстрация ламинарного режима генерации в волоконном ВКР-лазере	113
3.3 Механизм разрушения когерентности и перехода в турбулентный режим	126
4. Непрерывный волоконный ВКР-лазер со случайной распределённой обратной связью	142
4.1 Концепция волоконного ВКР-лазера со случайной распределённой обратной связью	142
4.2 Эспериментальная демонстрация волоконного ВКР-лазера со случайной распределённой обратной связью	148

4.3	Конфигурации волоконных ВКР-лазеров со случайной распределённой обратной связью	156
4.4	Роль рэлеевского рассеяния в формировании безмодового режима генерации	164
4.5	Продольное распределение мощности генерации	176
5.	Спектр излучения непрерывного волоконного ВКР-лазера со случайной распределённой обратной связью	189
5.1	Режим узкополосной генерации	189
5.2	Режим многоволновой генерации	197
5.3	Формирование спектра генерации волоконного ВКР-лазера со случайной распределённой обратной связью	210
	Заключение	225
	Список литературы	228

Список обозначений

a — коэффициент параболичности профиля ВКР-усиления

c — скорость света в вакууме

D — полуширина радиочастотного пика межмодовых биений на высоте

E — комплексная амплитуда электрического поля

E_n — комплексная амплитуда n -ой продольной моды

E^+ — комплексная амплитуда электрического поля волны, бегущей по направлению оси z

E^- — комплексная амплитуда электрического поля волны, бегущей по в направлении, обратном направлению оси z

g — интегральное усиление

g_R — коэффициент ВКР-усиления

G_n — интегральное усиление (с учетом потерь) для n -ой продольной моды

\hbar — постоянная Планка

k — волновой вектор в среде

$K(\tau)$ — автокорреляционная функция интенсивности

L_{NL} — нелинейная длина

L_ω — дисперсионная длина

I — интенсивность излучения

I^{out} — интенсивность выходного излучения

$I(t)$ — временная динамика излучения

$I(t, T)$ — пространственно-временная динамика излучения

$I(\Omega)$ — усредненный стационарный спектр генерации

$\langle I \rangle$ — средняя интенсивность излучения

I_{set} — уровень триггера

l — средняя длина пробега фотона в рассеивающей среде
 L — длина волокна
 L_{eff} — эффективная длина
 L_{RS} — длина усиления
 L_{max} — предельная длина линейного резонатора
 n — показатель преломления сердцевины волокна
 P — мощность излучения
 P_{th} — пороговая мощность накачки
 δP — флуктуации мощности излучения
 P_0 — входная мощность волны накачки
 P_{SE} — мощность спонтанного излучения
 P_{ASE} — мощность усиленного спонтанного излучения
 \bar{P} — усреднённая по длине волокна мощность волны накачки
 Q — геометрический фактор
 R — коэффициент отражения зеркала резонатора
 $RF(\Omega)$ — спектр радиочастотных биений
 Re — безразмерный параметр
 t — время
 T — медленное эволюционное время
 T_{RT} — время обхода резонатора
 v_g — групповая скорость
 v_{gs} — разница обратных групповых скоростей волн накачки и генерации
 z — продольная координата вдоль волокна
 α — коэффициент линейных потерь в волокне
 β_2 — дисперсионный коэффициент
 γ — коэффициент керровской нелинейности
 \mathcal{V} — ширина спектра

δ_{in} — эффективный коэффициент потерь на входном зеркале
 δ_{out} — эффективный коэффициент потерь на выходном зеркале
 δ_n — эффективные потери на зеркале, определенные для n -ой продольной моды
 δ_{NL} — нелинейные потери, индуцированные четырехволновым смешением
 δ_2 — коэффициент параболичности функции полных потерь на зеркалах резонатора
 Δ — частотное расстояние между соседними продольными модами
 $\Delta\nu$ — типичная ширина контура ВКР-усиления
 ε — коэффициент рэлеевского рассеяния на длине волны генерации
 η_{total} — эффективность генерации
 λ — длина волны
 λ_0 — длина волны, на которой суммарный профиль отражения зеркал имеет максимум
 ν_n — нелинейный сдвиг частоты n -ой продольной моды
 $\nu_{p,s}$ — частоты волн накачки и генерации
 ξ — отстройка по медленному эволюционному времени
 ρ — коэффициент пропускания зеркала (номинальный)
 ρ_{eff} — эффективный коэффициент пропускания зеркала
 σ — точечные потери в резонаторе
 τ — временная отстройка
 τ_{corr} — время корреляции
 ω_p — частота волны накачки
 ω_s — частота стоксовой волны
 ω_{as} — частота стоксовой волны
 ω_0 — несущая частота
 Ω — отстройка частоты от центра профиля усиления

Ω_n — частотная отстройка (от центра спектра генерации) n -ой продольной моды

$\overline{\Omega^2}$ — среднеквадратичная полуширина спектра излучения

Введение

Волоконные ВКР-лазеры относятся к перспективным источникам лазерного излучения [1, 2, 3]. В ВКР-лазерах за счет эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) происходит преобразование излучения накачки в излучение стоксовых компонент. Эффективность процесса преобразования излучения может быть близка к квантовой. Величина стоксова сдвига частоты излучения составляет величину 440–1330 см^{-1} , что предоставляет широкие возможности по получению генерации в широком диапазоне длин волн (при использовании соответствующей накачки). Так как коэффициент ВКР-усиления имеет типичную величину порядка 1 $(\text{км}\cdot\text{Вт})^{-1}$, то превышение общего усиления над общими потерями в области 1,1–1,7 мкм оказывается возможной, если уровень мощности накачки составляет величину. Было получено до 10–20 Вт выходной мощности в области 1.1 мкм [4, 5, 6]. Важной для применений является возможность генерации в области 1.3 мкм [7, 8, 9, 10], что позволяет использовать волоконные ВКР-лазеры в качестве источников накачки распределенных волоконных ВКР-усилителей в области 1,3 мкм. Генерация в области $\sim 1,5$ мкм, [11], позволяет использовать такие лазеры для накачки распределенных усилителей в области 1.5 мкм. Также была получена генерация в области около 1.7 мкм [12, 13, 12].

Использование различных типов волокон в качестве основы волоконного ВКР-лазера позволяет существенно расширить их технические возможности. Например, использование GeO_2 -световодов позволило получить генерации в области более 2 мкм [14]. Отметим, что на основе таких волокон возможно получение генерации в волоконных ВКР-лазерах короткой длины (до 3 метров) [15]. Были созданы ВКР-лазера на основе волокон с компенсированной [16, 17, 18] и смещенной дисперсией [19, 20, 21, 22, 13], микроструктурированных волокнах [23, 24]. Фосфосиликатное волокно предоставляет дополнительные возможности. Действительно, кроме линии усиления около 440 см^{-1} (отстройка около 13 ТГц) в нем имеется линия усиления около 1330 см^{-1} (отстройка около 40 ТГц) [25, 26, 27]. Большая отстройка означает возможность преобразования излучения накачки в заданный диапазон длин волн с помощью

с помощью меньшего числа ступеней. Например, для получения генерации в области 1.3 мкм с использованием накачки в области 1.1 мкм (от иттербиевого лазера) требуется три ступени в лазерах, основанных на стандартных волокнах, тогда как в фосфосиликатном волокне такая генерация осуществляется лишь в одну ступень. Генерация в области 1.5 мкм с накачкой в области 1.1 мкм возможна лишь за счет двух ступеней преобразования [28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 5, 35].

Также были разработаны многоволновые ВКР-лазеры, важные для телекоммуникационных применений: было получено до 50 линий с разделением 100 ГГц в области 1.5 мкм [36], до 20 линий в области 1,32 мкм [37], до 19 линий с разделением 50 ГГц в области 1,4 мкм [38]. Кроме того были предложены многоволновые волоконные ВКР-лазеры с генерацией на далеко отстоящих линиях для реализации многоволновой накачки волоконных ВКР-усилителей, в которых за счет многоволновой накачки можно достичь более плоского спектрального профиля ВКР-усиления. Например, в работе [39] описывается шестиволновой (1428 нм, 1445 нм, 1466 нм, 1480 нм, 1494 нм и 1508 нм) ВКР-лазера предназначенный для накачки распределенных усилителей. Также шестиволновой лазер (1415 нм, 1427 нм, 1440 нм, 1455 нм, 1465 нм и 1480) лазер предложен в работе [40]. Волоконные ВКР-лазер также важны для сенсорных применений в длинных сенсорных системах. А именно, возможен удаленный (до 50 км) мониторинг температуры, растяжения объектов, используя одно из зеркал лазера в качестве чувствительного элемента [41, 42, 43, 44]. Важной областью являются медицинские применения. Так, волоконный ВКР-лазера применяется в качестве источника лазерного излучения в системах оптической томографии [45, 46, 47]. Волоконные ВКР-лазеры используются и в медицинских исследованиях [48, 49, 50].

Область применений волоконных ВКР-лазеров существенно расширяется за счет возможности эффективного удвоения его излучения. Так, была получена генерация на длине волны 589 нм [6, 51] и на длине волны 655 нм с потенциалом для биомедицинских применений [52, 53].

В целом, к моменту начала наших исследований основной фокус работ был направлен на разработку новых конфигураций волоконных ВКР-лазеров с различными техническими характеристиками, что обу-

славлялось в первую очередь потребностью в новых источниках накачки в телекоммуникационных применениях. При этом обычно такие источники характеризовались лишь с точки зрения выходной мощности и уровня шумов в выходном излучении. Спектральные характеристики в целом оставались без внимания. Сами вопросы о том, каковы причины формирования спектра генерации, оказывались не в фокусе исследований. К моменту начала нами исследований лишь в редких работах поднимались подобные вопросы. В частности, лишь в работе [54] приводится феноменологическая модель, дающая форму спектра генерации волоконного ВКР-лазера. Однако в данной модели предполагались достаточно произвольные фазовые соотношения между различными спектральными компонентами, которые никак не обосновывались. Вопросы спектральных характеристик волоконных ВКР-лазеров вскользь также затрагивались в работе [55].

Более того, в литературе совершенно не рассматривались вопросы по достижению новых фундаментальных режимов генерации в волоконных ВКР-лазерах (за пределами генерации на новых длинах волн, что не затрагивает фундаментальных характеристик излучения). Действительно, волоконный ВКР-лазер имеет достаточно длинный резонатор, в котором могут быть существенны процессы дефазировки различных спектральных компонент ввиду достаточной суммарной нелинейности. Исходя из того, что спектр генерации волоконного ВКР-лазера достаточно широк (порядка 1 нм) и должен состоять из большого количества близко расположенных различных продольных мод (отметим, что доказательства существования различных продольных мод в длинных волоконных резонаторах также не было до начала данной работы), временная динамика его излучения должна иметь стохастическую природу на масштабах времени, обратно пропорциональных ширине спектра излучения. Временная динамика излучения в целом не изучалась. Лишь в работе [56] упоминается об измерении автокорреляционной функции интенсивности волоконного ВКР-лазера, ширина которой характеризуют типичную длительность флуктуаций излучения. Очевидно, что никак не рассматривались и вопросы создания новых режимов генерации с подавленными флуктуациями интенсивности и суженным спектром из-

лучения, так как не известны были механизмы формирования самого спектра и механизмы возникновения флуктуаций интенсивности.

В длинных волоконных системах оказывается существенным влияние шума и стохастичности на свойства распространяющегося или генерируемого излучения в таких системах, см, например, работу по влиянию шума на генерацию суперконтинуума [57]. Для описания такого рода систем с существенным влиянием шума и стохастичности в основном используется динамический подход на основе (в численном счете — на основе обобщенного нелинейного уравнения Шредингера). Влияние шума и стохастичности может быть учтено в динамических моделях на основе нелинейного уравнения Шредингера путем проведения большого количества идентичных расчетов, отличающихся шумовыми данными, и усреднения получаемых величин по различным реализациям. Это, в частности, позволяет выявить статистическую природу таких базовых явлений как модуляционная неустойчивость, [58]. Очевидно, что представляет интерес описание такого рода явлений не в рамках динамического, а в рамках статистического подхода, в частности с помощью методов слабой волновой турбулентности [59], широко развитые для статистического описания слабого нелинейного взаимодействия акустических волн, волн на поверхности жидкости, спиновых волн, волн в плазме, волн в конденсате Бозе-Эйнштейна, в астрофизике и многих других областях [60]. Работы в данном направлении были начаты в последние годы. В частности, показано, что генерация суперконтинуума может быть описана с помощью методов слабой волновой турбулентности [61]. Была экспериментально обнаружена и объяснена классическая конденсация световых волн в двумерном случае [62]. в последнее время было показано, что Подробный обзор области оптической волновой турбулентности содержится в свежем обзоре [63], см. также работу [64]. В целом, сейчас говорят об области оптической волновой турбулентности, подразумевая под этим класс оптических задач, описываемых подходами в рамках теории слабой волновой турбулентности. К моменту начала исследований в рамках данной диссертационной вопросы попыток сравнить наблюдаемые генерационные характеристики с предсказываемыми в рамках модели слабой волновой турбулентности не было.

Далее, в последние годы резко возрос интерес к оптическим системам, в которых наблюдаются эффекты, изначально присущие системам совсем другого рода, например гидродинамическим системам. Так, в широко известной работе 2007 года [65] было продемонстрировано наблюдение так называемых оптических экстремальных волн, схожих с экстремальными волнами, возникающими на поверхности жидкости, что вызвало большой резонанс в научном сообществе [66]. Начиная с указанной работы, наблюдается взрывной интерес исследователей к данной области. В частности, продемонстрировано наблюдение экстремальных событий в широком классе источников суперконтинуума [67, 68, 69, 70, 71], при распространении в оптических резонаторах [72], в излучении волоконных [73, 74, 75, 76, 77] и неволоконных [78, 79] лазеров с синхронизацией мод, в параметрических источниках [80], при распространении излучения по фотонно-кристаллическим волокнам [81], при лазерной филаментации [82, 83], в связанных волноводах с беспорядком [84]. Экстремальные события наблюдались в излучении волоконных эрбиевых лазеров [85], ВКР-усилителей [86, 87] и усилителей на основе кремния [88], в волоконных ВКР-лазерах [89, 90]. Актуальные недавние обзоры области можно найти в работах [91, 92, 93].

Механизмы генерации экстремальных событий в различных системах могут сильно различаться, см., например, обзор [94]. Однако в целом возникающие аналогии между оптикой и гидродинамикой оказываются плодотворны и позволяют, с одной стороны, подходить к изучению оптических систем с помощью методов и подходов, развитых в гидродинамике, см, например, работы [95, 96, 97]. С другой стороны, некоторые актуальные вопросы гидродинамики могут быть адресованы в волоконно-оптических экспериментах настольных, которые достаточно просты (по сравнению с гидродинамикой), [98, 99, 100] Аналогии с гидродинамикой продолжают развитие, см, например, недавнюю работу, в которой предлагаются гидродинамические интерпретации наблюдаемой формы импульсов, распространяющихся в кольцевых волоконных резонаторах [101]. В целом, демонстрация новых волоконно-оптических систем, в которых можно было бы изучать классические вопросы, стоящие перед исследователями в области гидродинамики, представляет несомненный интерес.

Наконец, проведем краткий обзор еще одной, казалось бы далекой области, которая непосредственно связана с достижением новых стохастических режимов генерации волоконных ВКР-лазеров, а именно области случайных лазеров. К моменту начала наших исследований были продемонстрированы многочисленные различные конфигурации волоконных ВКР-лазеры, абсолютно все объединяющиеся тем, что лазер имеет стандартную схему, содержащую два ключевых элемента: усиливающая среда и оптический резонатор, который обеспечивает положительную обратную связь. Генерация может быть достигнута (без потери общности предположим резонатор Фабри-Перо), если суммарные потери на обход резонатора равны полному усилению, $R_1 R_2 \exp(2gL) = 1$, где L обозначает длину резонатора, R_1 и R_2 коэффициенты отражения (по мощности) зеркал резонатора, g есть средний за проход коэффициент усиления. Излучение циркулирует по резонатору, поэтому только продольные моды с частотами ν_n , удовлетворяющие условию $\nu_n = Nc/(2Ln)$, могут выйти в генерацию (для простоты мы предположили, что на зеркалах резонатора нет фазовых задержек, а сам резонатор является линейным). Здесь n обозначает показатель преломления усиливающей среды (считается, усиливающая среда заполняет все пространство между зеркалами резонатора), c есть скорость света, а N есть целое число. Продольные моды равномерно распределены в пространстве частот с интервалом между ними $\Delta\nu = c/(2Ln)$. Радиочастотный спектр межмодовых биений, отражающий модовую структуру излучения, может быть напрямую измерен с помощью анализатора электрических спектров. Зеркала резонатора налагают определенные фазовые соотношения на различные продольные моды, что в общем случае ведет к резонансной, частотной зависимой обратной связи.

Ещё в 1966 Амбарцумян с коллегами предложил другой тип обратной связи — нерезонансную обратную связь [102, 103]. Авторы использовали стандартную схему лазера, но одно из зеркал резонатора было заменено сильно рассеивающей объемной средой. Порог генерации все равно достигался, хотя был и выше, чем порог в стандартной схеме. В такой системе с рассеивателем вместо одного из зеркал генерируемое излучение, очевидно, не может совершать полных обходов резонатора, так как рас-

сеянный свет меняет траекторию своего распространения, каждый раз проходя новый путь за счет случайных отражений от разных пространственных частей рассеятеля. В результате, генерация в таком резонаторе состоит из большого количества широких перекрывающихся мод, формально находящихся в резонаторе с очень низкой добротностью, в отличие от узких хорошо определенных продольных мод, находящихся в стандартном резонаторе Фабри-Перо высокой добротности. Моды могут сильно перекрываться, что позволяет говорить о генерации безмодового лазерного излучения. Так как в резонаторе теперь нет спектрально-селективных элементов (функция отражения рассеивателя не является частотно-зависимой на тех масштабах частоты, на которых происходит лазерная генерация), в этом случае можно говорить о частотно-независимой нерезонансной обратной связи, суть которой заключается в обратной подаче в резонатор некоторой мощности излучения без навязывания специфических фазовых соотношений, как это происходит при стандартной лазерной конфигурации. В таком лазере спектр генерации является непрерывным и простирается на всю частотную область, в которой есть достаточное усиление, а центр спектра расположен на тех частотах, на которых спектральный профиль усиления имеет максимум.

Чуть позже Летоховым была предложена более общая концепция генерации света в активной рассеивающей среде без каких-либо зеркал, образующих резонатор [104, 105]. Изначально она была предложена в контексте межзвездного излучения. В предположении, что средняя длина пробега фотона l много меньше, чем характерные размеры системы L , и много больше, чем длина волны генерации λ , а также в предположении, что вся фазовая информация теряется в многочисленных актах рассеяния, распространение света можно описать уравнением диффузии. Несмотря на нерезонансный тип обратной связи, порог лазерной генерации может быть достигнут в этом режиме. Действительно, Летохов показал, что интегральное усиление будет пропорционально объему рассеивающей системы, а суммарные потери будут пропорциональны лишь площади рассеивающей системы. Следовательно, при некотором критическом объеме усиление станет больше потерь, и порог генерации может быть достигнут. В своей работе [105] Летохов также описал клю-

чевые особенности лазерной генерации в этом режиме — сужение спектра (по отношению к ширине линии усиления) и релаксационные колебания. Следующим важным шагом в области было экспериментальное подтверждение предсказаний Летохова, что было сделано в [106] в системе, состоящей из порошка, полученного из лазерного кристалла, см. также [107, 108]). Сужение спектра генерации равно как и сам порог лазерной генерации были убедительно продемонстрированы в данных экспериментах.

В известной работе [109] был сделан следующий важный шаг. Авторам была использована суспензия микрочастиц TiO_2 в растворе лазерного красителя Родамин 640. Кроме уже наблюдаемых ранее порогового поведения выходной мощности и сужения спектра генерации, авторами также было замечено, что свойства генерации имеют сильную зависимость от концентрации микрочастиц. Это позволило предположить, что нерезонансная обратная связь в данном эксперименте связана именно с рассеянием, и был введен термин “лазерная краска” в работе [109] (так как данная среда могла бы быть нанесена на какую-нибудь поверхность и при внешней накачке начала бы светиться). Наконец, в 1995 году был предложен термин *случайный лазер* [110, 111], что послужило отправной точкой к взрывному интересу исследователей к области лазерной генерации в случайных сильно рассеивающих средах.

Наконец, ещё один принципиальный шаг был сделан в 1998 в работах [112, 113], где был предложен другой тип случайной лазерной генерации. Были использованы порошки ZnO , имеющего большой коэффициент преломления (более 2), а также поликристаллические пленки со средним размером частиц в них порядка 100 нм. В отличие от предыдущих экспериментов, наличие сильного рассеяния (а не слабого, как в предыдущих случаях) приводило к возникновению резонансной обратной связи. Предлагается интерпретация, что после многократного рассеяния образуются замкнутые траектории для некоторых фотонов, Рис. 1, и фазовые эффекты начинают играть роль для таких фотонов. В результате в спектре генерации наблюдаются узкие линии на фоне широкой гладкой подложки. Данные узкие линии могут быть соотнесены с различными пространственными модами генерации и их положение до-

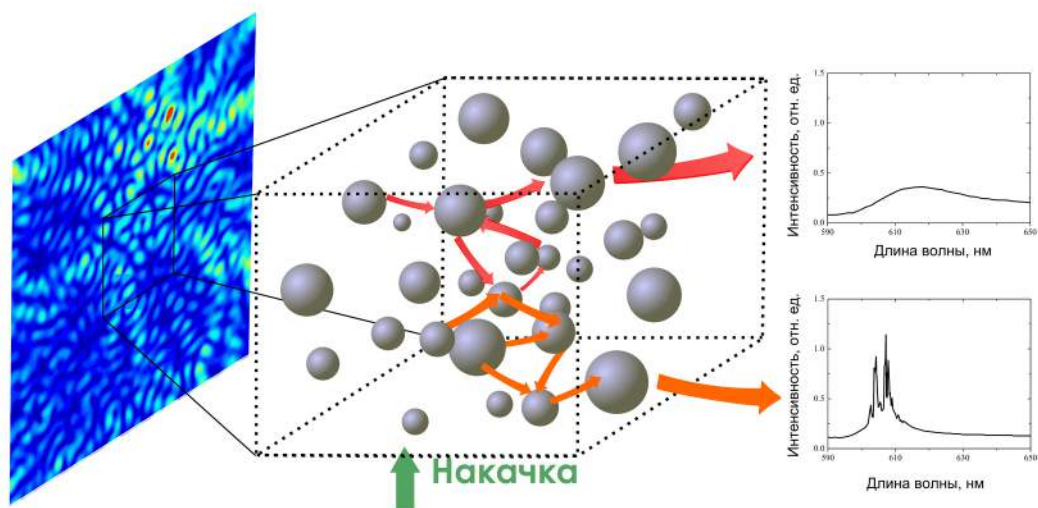


Рис. 1. Случайный лазер. Распространение и генерация света в среде с сильными случайными отражениями ведет к наличию различных замкнутых траекторий. Спектральный состав излучения зависит от конкретной реализации той или иной траектории. При этом разные длины волн могут излучаться в разных пространственных направлениях, то есть лазер излучает в различных направлениях. Мощность распределена неравномерно по усиливающей среде (на панели слева показано пространственное распределение мощности, следуя работе [114]). Оптические спектры воспроизведены по работе [115].

статочны случайно по спектру.

С этого времени область случайных лазеров сильно расширилась. Широкий интерес исследователей связан с тем, что кроме обширной и сложной физики по генерации лазерного излучения в случайных средах, управлению транспортом излучения в них и достижения различного рода локализованных состояний, случайные лазеры также важны и с практической точки зрения. Действительно, случайный лазер является исключительно простым прибором с точки зрения его изготовления, так как не включает в себя ничего, кроме случайной среды, не содержит зеркал, требующих юстировки и тд. Поэтому случайные лазеры являются привлекательными с точки зрения массового производства. Наконец, физика случайных лазеров имеет много общего с самыми различными областями исследования, такими как теория случайных систем, материаловедение, прикладная математика, спектроскопия, медицинская фотоника и многими другими. Подробные обзоры о случайных лазерах с резонансной и нерезонансной обратной связью опубликованы в работах

[116] и [117], соответственно. См. также относительно недавние обзорные статьи [118, 114], книгу [119].

Свойства излучения случайны лазеров сильно отличаются от свойств излучения стандартных лазеров. Действительно, в обычных лазерах резонатор и его свойства определяют во много ключевые свойства лазерной генерации, такие как структура мод генерации, направленность излучения, качество пучка, поляризационные свойства и другие параметры выходного пучка. В случайных лазерах, в которых нет резонатора в традиционном понимании, свойства лазерной генерации определяются множественными актами рассеяния излучения в усиливающей среде. Следовательно, ключевую роль приобретают материальные свойства среды, использованной в основе случайного лазера.

Существует достаточно большой перечень материалов и сред, на которых получена случайная генерация. Например, полупроводники широко используются для получения лазерной генерации [113]. Большинство случайных лазеров этого типа основаны на различных формах оксида цинка ZnO — порошки [113, 120, 121, 122, 123], пленки [112, 124, 125, 126, 127, 128], нанопроволоки [129, 130], наностержни [131, 132, 133], наноиголки. Могут использовать кроме оксида цинка и другие материалы, такие как порошок нитрида галлия [134, 135], нанопроволоки нитрида галлия (GaN) [136, 137], нанопроволоки SnO₂ [138, 139], случайно расположенные нанослои ZnS [140] и тд. Могут использоваться различные органические и неорганические матрицы, в которые введены различных формы частиц ZnO, что упрощает технологические процедуры изготовления подобных сред [141].

Вообще, возможно широкое использование различных лазерных красителей и полимерных активных материалов. Например, суспензии наночастиц различных материалов в различного рода лазерных красителях широко используются начиная с первых демонстраций случайных лазеров [109, 142, 143, 144]. Лазерные красители могут добавляться к различным рассеивающим матрицам, в том числе инфильтровываться в полимерные пленки [145], в том числе с добавлением различных наночастиц для увеличения силы рассеяния [146]. Подобным образом слабо-рассеивающие полимерные пленки с лазерными красителями были

использованы для достижения когерентного лазерного излучения [147, 148]. В органических полимерных пленках специальных типов за счет экситонной кооперативной эмиссии [149] удается достичь лазерной генерации и без применения лазерных красителей [150, 151, 152, 153, 154]. Продемонстрировано большое количество различных случайных лазеров на основе жидких кристаллов [155, 156, 157, 158, 159, 160, 161, 162, 163, 164, 165, 166, 167, 168, 169, 170]. Интересные возможности представляет использование металлических наночастиц, так как интенсивность рассеяния на металлических частицах размера меньше длины волны света может быть сильно увеличена за счет существования поверхностных плазмонов, что кроме всего прочего позволяет управлять свойствами случайной лазерной генерации [171, 172, 147, 148]. Лазерная генерация была также продемонстрирована в биологических тканях, включая инфльтрованные красителями человеческие ткани [173], костные ткани [174], а также была достигнута лазерная генерация в куриных грудках [175]. Большинство случайных лазеров излучает в видимом или ближнем инфракрасном диапазоне, однако были реализованы системы со случайной генерации в области 2.4 мкм [176, 177].

Мы не будем подробно рассматривать различные типы случайных лазеров, реализованных на основе различных сред и материалов. Ниже мы укажем лишь некоторые интересные последние концепции. Так, интересные результаты были получены в области холодных атомов. Теоретически случайная генерация в облаке холодных атомов была предсказана в работе [178] и затем экспериментально продемонстрирована в [179], что позволяет использовать облака холодных атомов в качестве тестовой системы для изучения резонансной обратной связи и лазерной генерации в астрофизических системах [180].

Интересная концепция развивается в работах [181, 182, 183], в которых демонстрируется случайная лазерная генерация в обычной бумаге, в которой с помощью стандартной литографической техники напечатаны микроканалы, в которые в свою очередь запускается раствор с лазерными красителями. Случайность в этой системе возникает за счет конечной точности литографии. Интерес в данной области обуславливается потенциальной возможностью печати лазерных устройств. Сходный принцип

используется и в работе [184], в которой сообщается о лазерной генерации в микроканалах, напечатанных фотолиграфическим способом в полимерном материале.

Еще один подход заслуживает отдельного внимания. В работах [185, 186] достигнута генерация в гранулированной среде, представляющей собой гранулированную среду, помещенную в раствор жидкости. Вся система приводится механическим образом в движение в вертикальном направлении. В зависимости от состояний данной системы, наблюдаются различные режимы случайной генерации. То есть свойства излучения оказываются зависящими от механического движения гранулированной среды, что позволяет потенциально механическим образом контролировать оптические свойства излучения лазера.

Отдельные дебаты вызывают вопросы существования и типов мод в случайных лазерах. В настоящее время широко принято, что выходные характеристики случайного лазера определяются случайно расположенными локализованными модами генерации, которые могут сосуществовать с протяженными нелокализованными модами [116, 114]. Нетривиальное пространственное распределение мод усложняет динамическое описание процессов генерации в случайных лазерах, однако открывает новые возможности по управлению спектром излучения таких лазеров. Например, в работах [187, 188] используется подход контроля спектральных свойств излучения путем оптимизации пространственного профиля излучения накачки вдоль микро-канала для возбуждения различных пространственных мод, имеющих различный спектральный состав.

В целом, демонстрация новых типов случайных лазеров неизменно вызывает широкий интерес исследователей, и достижение новых режимов генерации волоконного ВКР-лазера, не имеющего резонатора фиксированной длины, в котором генерация осуществлялась бы за счет случайной обратной связи являлось на момент начала нами работ в данном направлении действительно актуальным.

Отметим, что на момент начала работы были продемонстрированы лишь различные технические реализации волоконных ВКР-лазеров, излучающих в различных диапазонах, на многих длинах волн и т.д. Вопросы формирования спектра их излучения, механизмов формирования сто-

хастической временной динамики, вообще возможности получения новых режимов генерации, отличных от наблюдаемого непрерывного режима (как и фундаментальные свойства самого базисного непрерывного режима) никак не рассматривались.

Поставленные вопросы требовали проведения экспериментальных исследований и позволили сформулировать основную цель настоящей диссертационной работы как получение и описание новых стохастических режимов генерации непрерывных волоконных ВКР-лазеров, связанных со случайными процессами дефазировки мод в длинных резонаторах и генерации за счёт случайной распределенной обратной связи в отсутствие резонатора фиксированной длины.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие *задачи*:

1. Определение механизмов, ответственных за формирование формы спектра генерации непрерывного волоконного ВКР-лазера, излучающего в режиме одновременной генерации большого числа различных продольных мод со стохастической динамикой, и описание закона уширения спектра с ростом мощности в данном режиме.
2. Реализация ламинарного режима генерации непрерывного волоконного ВКР-лазера, обнаружение ламинарно-турбулентного перехода в излучении такого лазера и определение механизма такого перехода.
3. Достижение непрерывного режима генерации в волоконном ВКР-лазере за счёт случайной распределённой обратной связью на основе рэлеевского рассеяния.
4. Исследование основных генерационных характеристик непрерывного волоконного ВКР-лазера со случайной распределённой обратной связью и описание механизмов формирования его спектра генерации.
5. Исследование продольного распределения мощности генерации в непрерывном волоконном ВКР-лазере со случайной распределённой обратной связью и использование особенностей данного распре-

деления для достижения новых режимов генерации с заданными спектральными характеристиками, а именно узкополосной и мнговолновой генерации.

6. Определение роли случайной распределённой обратной связи за счет рэлеевского рассеяния на формирование безмодового спектра генерации в непрерывных волоконных ВКР-лазерах различной длины.

Диссертация состоит из введения, в котором сформулированы защищаемые положения, пяти глав с изложением материала этапов исследований и заключения, в котором перечислены основные результаты.

Первая глава посвящена описанию базисных свойств волоконных ВКР-лазеров и методам характеристики временной стохастической временной динамики излучения волоконных ВКР-лазеров. Она имеет в основном методическое значение, однако содержит перечень оригинальных результатов. В параграфе 1.1 указаны основные свойства ВКР-усиления в волокнах и описана схема резонатора каскадного волоконного ВКР-лазера. В параграфе 1.2 обсуждаются основные особенности поведения выходной мощности в волоконных ВКР-лазерах и описывается эффект последовательного насыщения мощностей при каскадной генерации в волоконных ВКР-лазерах. В параграфе 1.3 приводятся результаты экспериментальных исследований по определению характера и механизмов насыщения ВКР-усиления в фосфосиликатном волокне при больших мощностях накачки и генерации. Измерения проведены методом когерентной активной спектроскопии комбинационного рассеяния. Показано, что контур ВКР-усиления насыщается однородным образом, при этом насыщение обусловлено лишь истощением накачки при постоянном коэффициенте ВКР-усиления. В параграфе 1.4 приводятся разработанные методики экспериментальной характеристики стохастической временной динамики волоконных непрерывных лазеров, в том числе методика измерения пространственно-временной эволюции излучения.

Вторая глава описанию спектра генерации волоконного ВКР-лазера, излучающего в турбулентном режиме. В параграфе 2.1 доказываются наличие различных продольных мод в генерации волоконных ВКР-лазеров. Это было сделано путем экспериментального измерения спектра

радиочастотных биений выходного излучения волоконного ВКР-лазера, в котором обнаружены хорошо определенные пики межмодовых биений. Далее в параграфе 2.2 рассматриваются вопросы наличия флуктуаций фазы и интенсивности различных продольных мод и показывается, что статистика флуктуаций является гауссовой. Это позволяет провести описание механизмов формирования спектра генерации волоконного ВКР-лазера в параграфе 3.3 с помощью методов слабой волновой турбулентности, что позволяет говорить о турбулентном режиме генерации лазера. В данном параграфе также проводится экспериментальное исследование формы спектра генерации и показано, что спектр генерации волоконного ВКР-лазера в турбулентном режиме в случае большой дисперсии по сравнению с нелинейностью имеет форму гиперболического секанса, что находится в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями в рамках механизма формирования спектра за счет многочисленных процессов четырехволнового взаимодействиями различных флуктуирующих по амплитуде и фазе продольных мод. При этом реализуется корневой закон уширения спектра генерации с ростом мощности генерации как для внутрирезонаторного спектра генерации в плотном резонаторе, так и для выходного спектра генерации в практическом случае резонатора, имеющего пропускающее выходное зеркало, что рассмотрено в параграфе 3.4.

В третьей главе описывается ламинарный режим генерации в волоконном ВКР-лазере и ламинарно-турбулентный переход в излучении таких лазеров. В параграфе 3.1 приводится концепция ламинарной генерации в многочастотных волоконных лазерах и проводится отличие между одночастотной генерацией в лазерах, ламинарным режимом генерации в многочастотных лазерах и турбулентным режимом генерации в многочастотных лазерах. Далее, в параграфе 3.2 приводятся экспериментальные данные, доказывающие существование ламинарного режима генерации в многочастотном волоконном ВКР-лазере и ламинарно-турбулентного перехода в излучении таких лазеров. В ламинарном режиме генерации спектр генерации оказывается суженным, по сравнению со спектром в турбулентном режиме, а флуктуации интенсивности излучения оказываются подавлены, что свидетельствует о высокой степени корреляции различных мод в многочастотном излучении. Переход из ламинарного в

турбулентный режим осуществляется пороговым образом по мощности генерации. Параграф 3.3 посвящён идентификации механизмов такого перехода. Проведённые экспериментальные измерения пространственно-временной динамики излучения в ламинарном и турбулентном режиме позволили выявить когерентные структуры в стохастическом излучении. С помощью численного моделирования было показано, что данные структуры являются тёмными и серыми солитонами, кластеризация которых приводит к потере когерентности и разрушению ламинарного режима генерации.

В четвертой главе вводится концепция генерации в волоконном ВКР-лазере за счет случайной распределенной обратной связи на основе рэлеевского рассеяния на микро-неоднородностях показателя преломления сердцевинны оптического волокна и обсуждаются основные свойства излучения таких лазеров. Концепция достижения случайной генерации в волоконном ВКР-лазере описана в параграфе 4.1. Параграф 4.2 посвящен описанию экспериментальной демонстрации генерации в волоконном ВКР-лазере за счет случайной распределенной обратной связи. Здесь же приводятся его основные характеристики — поведение выходной мощности, генерация достаточно узкого (по сравнению с линией усиления) спектра гладкой формы, вводится понятие длины усиления в таких лазерах. Приводятся данные, свидетельствующие об отсутствии различимых продольных мод в излучении такого лазера, что отличает его от длинных волоконных ВКР-лазеров в регулярном резонаторе, образованном точечными зеркалами. При этом временная динамика излучения случайного волоконного лазера является стохастической как и в волоконных ВКР-лазерах с регулярным резонатором. В параграфе 4.3 предлагаются и описываются различные базисные конфигурации волоконных ВКР-лазеров со случайной распределенной обратной связью. Пороги генерации таких лазеров в различных конфигурациях в деталях изучаются в параграфе 4.4. Здесь же экспериментально показано, что существует предел длины линейного резонатора волоконного ВКР-лазера. А именно, выше некоторого предела длины резонатора, равного 270 км при осуществлении генерации в стандартных оптических волокнах в области длин волн около 1.5 мкм, случайная распределенная обрат-

ная связь определяет генерацию излучения даже при наличии традиционного резонатора, образованного точечными зеркалами. При этом генерация осуществляется со спектром, не имеющим определенной модовой структуры. При длине резонатора меньше данного предела преобладает обратная связь за счет точечных отражателей, что приводит к наличию модовой структуры в спектре генерации. Наконец, в параграфе 4.5 проводится детальная характеристика продольного распределения мощности генерации в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью с прямой накачкой и указываются основные особенности продольного распределения мощности в таких лазерах, а именно наличие существенной неоднородности распределения мощности (по сравнению с распределением в лазере с регулярным резонатором) с максимумом мощности, достигаемым в точке, в которой локальное усиление равно локальным потерям, а минимумом — в точке ввода излучения накачки.

В пятой главе посвящена спектру генерации волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью. В параграфах 4.1 и 4.2 описываются подходы по достижению режимов генерации в таких лазерах с заданными спектральными свойствами. Подход основан на использовании существенно неоднородного распределения продольной мощности генерации, что позволяет с помощью маломощных спектральных элементов, помещённых в точку минимума мощности, управлять спектральными свойствами мощной генерации. В частности, в параграфе 4.1 описаны генерационные свойства волоконного ВКР-лазера с узкополосной генерацией, достигнутой за счет применения узкополосной волоконной брэгговской решетки, помещенной в точку минимума мощности. Также описывается другой способ получения узкополосного режима генерации — с помощью волоконного интерферометра Фабри-Перо. В параграфе 4.2 описываются многоволновые режимы генерации, достигаемые за счёт использования набора различных волоконных брэгговских решеток, а также за счет применения волоконного фильтра Лию. Наконец, в параграфе 5.3 проведено экспериментальное исследование формы спектра генерации волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью. Показано, что в случае малой (по сравнению с усилением) нелинейности и малой же дисперсии спектр генерации та-

кого лазера имеет форму гиперболического секанса, сходную с формой спектра излучения в волоконном ВКР-лазере с регулярным резонатором. С помощью концепции волновой кинетики активных циклических систем оказывается возможным описать спектр генерации случайного волоконного лазера кинетическим образом. Экспериментально наблюдаемая форма спектра генерации в виде гиперболического секанса хорошо согласуется с результатами такого кинетического описания.

Полученные в диссертации экспериментальные результаты позволили впервые реализовать и описать различные стохастические режимы генерации волоконных ВКР-лазеров. Практическая ценность результатов определяется возможностью использованию волоконных ВКР-лазеров, излучающих в различных режимах генерации, в широком классе применений, в том числе в распределённых линиях телекоммуникационной передачи данных, распределённых сенсорных системах.

Основные результаты работы по тематике диссертации опубликованы в 19 статьях в рецензируемых журналах, определённых Высшей аттестационной комиссией, и 1 главе в коллективной монографии [189, 190, 191, 192, 193, 194, 195, 196, 197, 198, 199, 200, 201, 202, 203, 204, 205, 206, 207, 208], а также в 27 статьях в сборниках трудов международных конференций [209, 210, 211, 212, 213, 214, 215, 216, 217, 218, 219, 220, 221, 222, 223, 224, 225, 226, 227, 228, 229, 230, 231, 232, 233, 234, 235]. Приоритетная работа по демонстрации ламинарной генерации и ламинарно-турбулентного перехода в волоконном лазере [200], а также работа по демонстрации принципа и реализации волоконного лазера со случайной распределенной обратной связью [202] опубликованы в журнале *Nature Photonics*. В список работ также входит глава в монографии по оптической турбулентности [199] и обзор области случайных волоконных лазеров в журнале *Physics Reports* [205].

Результаты работы были доложены на следующих 23 конференциях: Optical Fiber Communication Conference (Los Angeles, USA, 2004); International conference on Laser Optics (St. Petersburg, 2006); Всероссийская конференция по волоконной оптике (Пермь, 2007); Российский семинар по волоконным лазерам (Новосибирск, 2007); International Laser Physics Workshop (Leon, Mexico, 2007); International conference on Laser

Optics (St. Petersburg, 2008); Photonics West (San Jose, USA, 2008); European Conference on Lasers and Electro-Optics (Munich, Germany, 2009); International conference on Laser Optics (St. Petersburg, 2010); Advanced Workshop on Anderson Localization, Nonlinearity and Turbulence: a Cross-Fertilization (Trieste, Italy, 2010); European Conference Optical Communication (Torino, Italy, 2010); Photonics West (San Francisco, USA, 2011); European Conference on Lasers and Electro-Optics (Munich, Germany, 2011); Optical Fiber Communication Conference (Los Angeles, USA, 2012); Nonlinear Photonics Topical Meeting (Colorado Springs, USA, 2012); SIAM Conference on Nonlinear Waves and Coherent Structures (Seattle, USA, 2012); Российский семинар по волоконным лазерам (Новосибирск, 2012); European Conference and Exhibition on Optical Communication (Amsterdam, Netherland, 2012); Annual Symposium of the IEEE Photonics Society Benelux Chapter, (Mons, Belgium, 2012); Advanced Workshop on Nonlinear Photonics, Disorder and Wave Turbulence (Trieste, Italy, 2013); SPIE Photonics Europe (Brussels, Belgium, 2014); EuroMech EC565 Colloquium on Subcritical transition to turbulence (Cargèse, France, 2014); International Workshop “Rogue waves, dissipative solitons, plasmonics, supercontinuum and special fibers” (Barcelona, Spain, 2014).

Сформулируем основные положения диссертации, выносимые на защиту:

1. Спектр излучения волоконного многочастотного непрерывного ВКР-лазера имеет форму гиперболического секанса в случае большой по сравнению с нелинейностью дисперсией и стохастический характер временной динамики, определяемые многочисленными четырехволновыми взаимодействиями различных флуктуирующих по амплитуде и фазе продольных мод. Режим генерации большого количества мод со случайной фазой и амплитудой может быть описан моделью слабой волновой турбулентности.
2. В многочастотном излучении непрерывных волоконных ВКР-лазеров существует ламинарный режим генерации с узким спектром с коррелированными модами и подавленными флуктуациями

интенсивности излучения. Переход от ламинарного к турбулентному режиму осуществляется пороговым образом за счет кластеризации темных и серых солитонов.

3. Случайная распределённая обратная связь за счет рэлеевского рассеяния на микро-неоднородностях показателя преломления сердцевины оптического волокна может обеспечивать непрерывный режим генерации в длинных оптических волокнах при наличии ВКР-усиления.
4. Волоконный ВКР-лазер с широкополосной случайной распределённой обратной связью имеет спектр, имеющий форму в виде гиперболического секанса в случае малой дисперсии и стохастическую временную динамику.
5. Сильная неоднородность продольного распределения мощности генерации в волоконном ВКР-лазере со случайной распределённой обратной связью позволяет получать новые режимы мощной генерации с помощью маломощных спектральных элементов, помещённых в точку минимума мощности, а именно узкополосный и многоволновый режимы.
6. При увеличении длины резонатора волоконного ВКР-лазера выше некоторого предела влияние случайной распределённой обратной связи за счет рэлеевского рассеяния становится сравнимым с обратной связью от точечных отражателей и определяет режим генерации такого лазера.

Глава 1

Непрерывный волоконный ВКР-лазер и его характеризация

[189, 190, 191, 192]

1.1. Основы устройства волоконного ВКР-лазера

Принцип генерации в волоконных ВКР-лазерах основан на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). ВКР — это неупругое рассеяние волны накачки на оптических фонах среды [236]. Среда поглощает фотон из волны накачки и через виртуальное состояние переходит в следующее колебательное состояние, испуская фотон с меньшей энергией (стоксову волну). Отличие вынужденного комбинационного рассеяния от спонтанного состоит в том, что в первом случае в среде сосуществуют две волны: возбуждающая волна накачки и стоксова волна. При этом испускание нового кванта стоксовой волны при поглощении кванта волны накачки носит вынужденный характер и увеличивает

интенсивность рассеяния. Эффект является пороговым. Порог ВКР достигается при том уровне мощности накачки, когда суммарное усиление стоксовой компоненты начинает превышать ее суммарные потери, иными словами начинается экспоненциальный рост мощности стоксовой компоненты при ее распространении вдоль волокна. Как следствие, в стоксову волну может перейти большая часть энергии накачки.

Схема уровней процесса вынужденного комбинационного рассеяния приведена на Рис. 1.1. Здесь ω_p и ω_s обозначают частоты волны накачки и стоксовой волны, соответственно, частотная отстройка обозначается $\Delta\omega = \omega_p - \omega_s$. Характерные времена составляют доли пикосекунды, [237], так как процесс рассеяния нерезонансен, а верхний уровень является виртуальным. Разница частот $\Delta\omega$, то есть область частотных отстроек, в которых существует ВКР-усиление, определяется только параметрами среды. Это означает, что возможна генерация на любой частоте при должном выборе частоты излучения накачки (и выполнении условия равенства усиления полным потерям на данной частоте генерации в лазерном резонаторе).

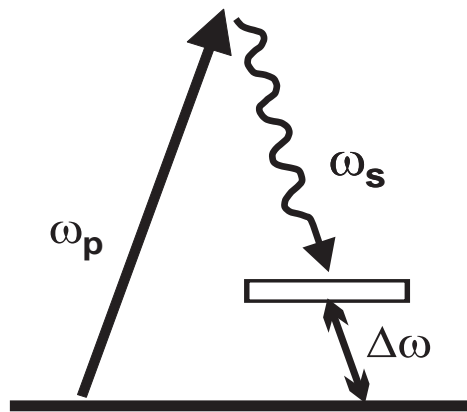


Рис. 1.1. Схема уровней процесса вынужденного комбинационного рассеяния.

Оптические волокна является привлекательной средой для реализации ВКР-усиления. В них реализуется достаточно большой частотный диапазон ВКР-усиления с отстройками до 40 ТГц. Это обусловлено некристаллической природой стекла: в плавленном кварце (аморфном материале) полосы частот молекулярных колебаний перекрываются и создают континуум. Спектр ВКР-усиления волокон различных составов оказывается различным. На Рис. 1.2 приведены типичные спектры ВКР-усиления двух типов волокон, использованных в данной диссертацион-

ной работе: германосиликатного волокна (молярное содержание GeO_2 в сердцевине обычно не превышает 15–25%) и фосфосиликатного волокна (содержание P_2O_5 13–18%). В германосиликатном волокне главный широкий максимум усиления (с отстройками порядка 13 ТГц) обусловлен изгибными колебаниями Ge-O-Ge. В фосфосиликатном волокне основную роль играют колебания атомов фосфора. При этом частотный сдвиг достигает 40 ТГц при более узком контуре усиления.

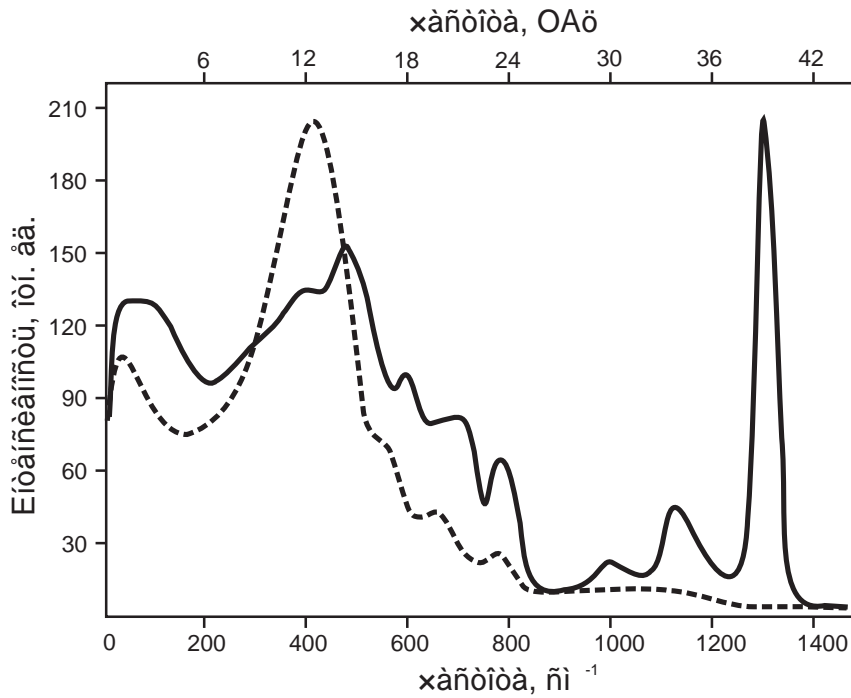


Рис. 1.2. Спектральные контуры ВКР-усиления в различных типах волокнах: пунктир — германосиликатное волокно, сплошная линия — фосфосиликатное волокно.

Известно, что ВКР-усиление поляризационно чувствительно. А именно, коэффициент ВКР-усиления при совпадении поляризации волны накачки и волны генерации оказывается на порядок большим, чем для волн перпендикулярной поляризации [238]. Это является причиной того факта, что оказывается возможна генерация с высокой степенью поляризации излучения в волоконном ВКР-лазере, резонатор которого состоит из волокна, не сохраняющего поляризацию. При этом, однако, необходимо использование промежуточных волоконных контроллеров поляризации. В данной диссертационной работе мы будем рассматривать различные режимы генерации волоконных ВКР-лазеров, основанных на волокнах, не сохраняющих поляризацию.

Значение коэффициента ВКР-усиления в стеклах сравнительно мало,

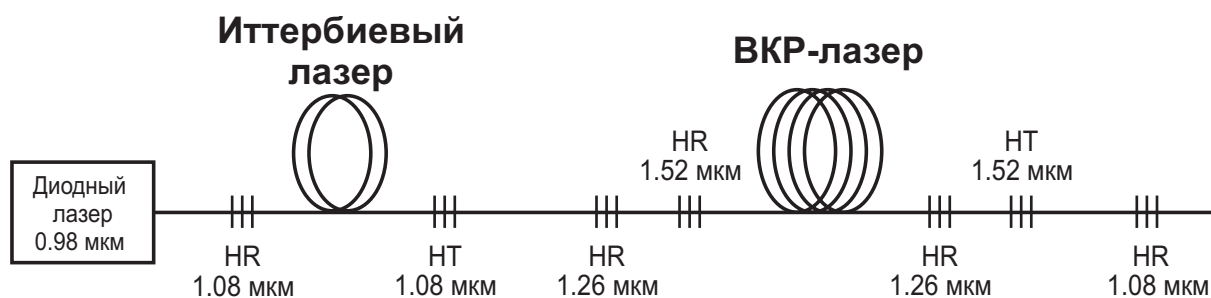


Рис. 1.3. Двухступенчатый волоконный ВКР-лазер. HR — плотное зеркало, HT — выходное (пропускающее) зеркало.

однако использование длинных волокон (порядка нескольких сот метров) позволяет достигать генерации в волоконных ВКР-лазерах при мощностях накачки в несколько сотен мВт. Использование плотного резонатора, образованного высокоотражающими зеркалами, существенно снижает величину порога генерации. Рассмотрим схему линейного резонатора волоконного ВКР-лазера, см., например, [28]. На Рис. 1.3 приведена типичная схема двухступенчатого волоконного ВКР-лазера. В качестве источника накачки ВКР-лазера обычно используется одномодовый (в поперечном смысле) волоконный лазер. При необходимости накачки в области 1 мкм используются иттербиевые лазеры накачки. В других областях длин волн (1.3 мкм и 1.5 мкм) обычно используются в качестве накачки другие волоконные ВКР-лазеры. Лазер накачки обычно излучает в непрерывном режиме. Точная длина волны генерации определяется в такой схеме положением спектральных максимумов зеркал резонатора. Отметим однако, что при этом должно выполняться условие попадания длины волны генерации в область наличия ВКР-усиления. Допустимые частотные отстройки определяются длиной волны накачки, но ввиду того, что профиль ВКР-усиления достаточно широк, Рис. 1.2, генерация возможна в широких пределах длин волн при заданной длине волны накачки. В случае, приведенном на Рис. 1.3, генерация осуществляется на 1.24 мкм при накачке на длине волны 1.08 мкм. При наличии резонатора на вторую стоксовую компоненту и достаточно мощности генерации первой стоксовой компоненты, возможна каскадная генерация, то есть генерация второй стоксовой компоненты. В данном случае генерация осуществляется на длине волны 1.52 мкм.

Коэффициенты отражения волоконных зеркал — волоконных брэг-

говских решеток — обычно подбираются исходя из требования обеспечения желаемого уровня выходной мощности и/или ширины спектра. Генерация в таких лазерах может быть очень эффективной с эффективностью, достигающей квантовой эффективности. Так в работе [5] продемонстрирована эффективность 84%. Даже в случае достаточно длинных резонаторов волоконного ВКР-лазера, не все излучение накачки может поглощаться за один проход резонатора, что снижает эффективность преобразования излучения. Поэтому часто используют двухпроходную схему накачки, в которой помещают дополнительное зеркало на выходе ВКР-лазера, которое отражает непоглощенное излучение накачки обратно в резонатор [239, 1]. Свойства зеркал резонатора определяют в целом свойства излучения. Например, при использовании брэгговских решеток, записанных в многомодовом волокне (в этом случае спектр отражения таких решеток имеет несколько пиков), достигается многоволновая генерация, [240, 241].

Некоторое количество работ посвящено модификациям традиционной линейной конфигурации ВКР-лазера с использованием ВБР. Например, в [242, 243] предлагаются схемы с двойными резонаторами, а в [244] вместо ВБР, образующих резонатор, используются волоконные ответвители с соединенными выходами. Однако особых результатов в таких схемах пока не получено.

Кроме линейных схем волоконных ВКР-лазеров широко используются кольцевые схемы. Кольцевой полностью волоконный ВКР-лазер впервые был предложен в [245]. В этой работе осуществлялась генерация на 1240 нм в кольцевом резонаторе длиной 7.5 км на основе германосиликатного волокна. Особенностью кольцевого резонатора является возможность достичь лазерной генерации без использования волоконных зеркал, то есть спектрально-фильтрующих элементов. Однако ввиду того, что ширина контура ВКР-усиления в германосиликатном волокне велика, ширина спектра генерации также оказывается велика в таких системах — до 20 нм [246]. Использование спектрально-селектирующих элементов в кольцевых конфигурациях позволяет снизить ширину линии генерации до стандартных величин 1–2 нм. Встречаются различные варианты кольцевых схем. Например, сообщают о вложенных кольцевых

резонаторах для получения каскадной генерации [247]. Также применяют связанные кольцевые резонаторы в форме восьмерки [12]. Возможно создание и гибридных линейно-кольцевых схем [19].

Стандартно в волоконных ВКР-лазерах используют одномодовые волокна. Однако возможна генерация одномодового излучения и в многомодовых волокнах, см., например, работу [248]. Это позволяет напрямую переводить многомодовое излучение достаточно дешевых лазеров накачки в новый спектральный диапазон и при этом улучшать качество пучка. Также возможна одномодовая генерация в волоконном ВКР-лазере на основе волокна с двойной оболочкой [249].

Таким образом, в данном параграфе мы рассмотрели основы устройства волоконного ВКР-лазера и физические принципы генерации в нем за счет вынужденного комбинационного рассеяния.

1.2. Выходная мощность

Опишем базисные мощностные характеристики двухступенчатого волоконного ВКР-лазера. Схема лазера приведена на Рис. 1.3. На Рис. 1.4 приведены данные измерений выходных мощностей проходящей волны накачки (P_p^{out}), первой (P_s^{out}) и второй (P_{s2}^{out}) стоксовых компонент как функций входной мощности накачки P_0 . Под порогом генерации первой стоксовой компоненты, проходящая непоглощенная мощность накачки растет линейно с ростом входной мощности накачки. Выше порога генерации первой стоксовой компоненты, проходящая мощность накачки начинает резко истощаться. При этом мощность первой стоксовой компоненты P_s^{out} начинает линейно расти с ростом мощности накачки P_0 . Над порогом генерации второй стоксовой компоненты мощность происходит насыщение мощности первой стоксовой компоненты P_s^{out} . При этом проходящая мощность волны накачки P_p^{out} снова начинает расти. Выходная мощность второй стоксовой компоненты также растет линейно от мощности накачки.

Мощностные характеристики волоконного ВКР-лазера могут быть описаны в рамках системы балансных уравнений [250, 236]. Для двух-

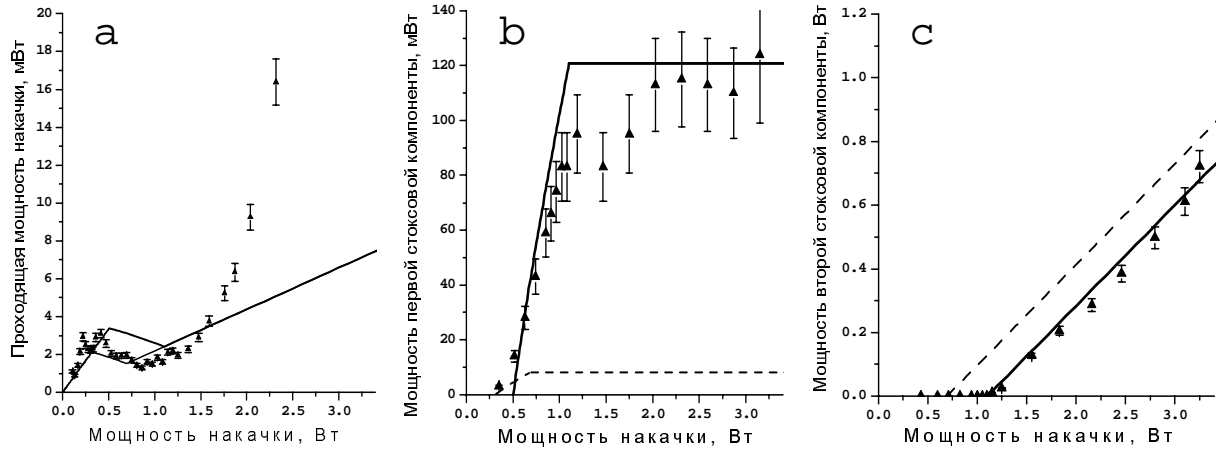


Рис. 1.4. Выходные мощностные характеристики двух-ступенчатого волоконного ВКР-лазера: (а) мощность волны накачки, (б) мощность первой стоксовой компоненты, (с) мощность второй стоксовой компонент. Точки — эксперимент, линии — расчет. Пунктиром показан расчет со значением коэффициента пропускания 1%, сплошной линией — расчет со значением эффективного коэффициента пропускания 15%.

ступенчатой каскадной генерации система принимает следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{dP_p^\pm}{dz} &= \pm \left[-\frac{\lambda_s}{\lambda_p} g_R (P_s^+ + P_s^-) P_p^\pm - \alpha_p P_p^\pm \right], \\
 \frac{dP_s^\pm}{dz} &= \pm \left[g_R (P_p^+ + P_p^-) P_s^\pm - \frac{\lambda_{s2}}{\lambda_s} g_R^{s2} (P_{s2}^+ + P_{s2}^-) P_s^\pm - \alpha_s P_s^\pm \right], \\
 \frac{dP_{s2}^\pm}{dz} &= \pm \left[g_R^{s2} (P_s^+ + P_s^-) P_{s2}^\pm - \alpha_{s2} P_{s2}^\pm \right].
 \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь использованы обозначения P_p^\pm , P_s^\pm , P_{s2}^\pm для мощностей волн накачки, первой и второй стоксовых компонент, \pm указывает на направление распространения относительно направления оси z . Коэффициенты g_R есть коэффициент ВКР-усиления, коэффициенты α_i есть коэффициенты оптических потерь на соответствующих длинах волн.

Здесь мы не учитываем рэлеевское рассеяние, которое является принципиальным для длинных лазеров, см. Главу 4. Также мы не учитываем слагаемые, связанные с малым (по сравнению с линейными потерями) спонтанным комбинационным рассеянием, которое, однако, необходимо учитывать при необходимости решения данной системы численно.

Уравнения (1.1) записаны для мощностей, а не интенсивностей волн, что является удобным, так как в эксперименте измеряется коэффициент ВКР-усиления, определенный для мощности, а не интенсивности. Для

Таблица 1.1. Параметры фосфосиликатного волокна и ВБР.

λ , мкм	α , дБ/км	g , (км·Вт) ⁻¹	σ , дБ	δ^{in}	δ^{out}	ρ
$\lambda_p = 1,08$	$1,8 \pm 0,2$	$1,29 \pm 0,1$	0,45	—	0,11	1%
$\lambda_s = 1,26$	$0,92 \pm 0,2$	$0,94 \pm 0,1$	0,4	0,10	0,10	1%
$\lambda_{s2} = 1,52$	$1 \pm 0,2$	—	0,45	0,11	0,97	58%

переопределения коэффициента ВКР-усиления мощности для коэффициента для интенсивности, необходимо g_i умножить на эффективное сечение оптоволокна.

В дальнейших расчётах в данном параграфе использовались следующие коэффициенты:

В некоторых условиях система балансных уравнений допускает аналитическое решение (дальнейший вывод был произведен Е.В. Поддивиловым).

Дополним систему (1.1) граничными условиями. Условие ввода излучения накачки записывается в виде:

$$P_0 = P_p^+(0) + P_p^-(0), \quad (1.2)$$

Условие отражения на зеркалах резонатора имеет вид:

$$\begin{aligned} P_j^-(L) &= e^{-\delta_j^{out}(\lambda)} P_j^+(L), \quad j = p, s, s2; \\ P_j^+(0) &= e^{-\delta_j^{in}(\lambda)} P_j^-(0), \quad j = s, s2. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь введены обозначения $\delta_j(\lambda) = \sigma_j - \ln(R_j(\lambda))$, где $R_j(\lambda)$ есть коэффициент отражения зеркал резонатора, L обозначает длину резонатора лазера.

Запишем основное условие существования лазерной генерации — равенства полного усиления полным потерям (для первой стоксовой компоненты):

$$\ln(P_s^+(L)/P_s^+(0)) = -\alpha_s L + \int_0^L dz g_R P_p(z) - \frac{\lambda_{s2}}{\lambda_s} g_R^{s2} P_{s2}(z) = \delta_s. \quad (1.4)$$

Важным является тот факт, что в рассматриваемом лазере, резонатор для первой стоксовой волны образован высокоотражающими зеркалами, то есть является высокодобротным, $\delta_s \ll 1$. Поэтому изменения полной мощности генерации вдоль резонатора лазера относительно малы и мы можем пренебречь данными изменениями. Приближение

$$P_s^+(z) + P_s^-(z) = P_s(z) = const \quad (1.5)$$

подтверждается численным расчетом, см. [251].

Указанное приближение позволяет получить аналитическое решение.

Под порогом генерации, в пренебрежении отличием P_0 от $P_p^+(0)$, получаем следующее выражение для мощности непоглощенной волны накачки:

$$\begin{aligned} P_p(z) &= P_p(z)^+ + P_p(z)^- \\ &= P_0[\exp(-\alpha_p z) + \exp(-\delta_p - \alpha_p(2L - z))], \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$P_p^{out} = \rho_p P_p(L)^+ = \rho_p P_0 \exp(-\alpha_p L), \quad (1.7)$$

здесь P_p^{out} есть выходная мощность накачки.

Выражение для порога генерации первой стоксовой компоненты можно получить из выражений (1.4), (1.6):

$$P_{th1} = \frac{(\alpha_s L + \delta_s) \alpha_p \exp(\alpha_p L + \delta_p/2)}{2g_R [\sinh(\alpha_p L + \delta_p/2) - \sinh(\delta_p/2)]} \approx \frac{\alpha_s L + \delta_s}{2g_R L}. \quad (1.8)$$

Мощность генерации зависит следующим (неявным) образом от мощности накачки:

$$P_0(P_s) \approx \frac{(\alpha_s L + \delta_s) (\alpha_p + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} g_R P_s)}{g_R [1 - \exp(-2\alpha_p L - 2\frac{\lambda_s}{\lambda_p} g_R P_s L)]}. \quad (1.9)$$

Отсюда находятся выходные мощности генерации и непоглощённой накачки:

$$P_s^{out} = \rho_s P_s^+(L) = \rho_s P_s(P_0)/2, \quad (1.10)$$

$$P_p^{out} = \rho_p P_0 \exp(-\alpha_p L - \frac{\lambda_s}{\lambda_p} g_R P_s(P_0) L). \quad (1.11)$$

Волна накачки истощается по волокну, что приводит к экспоненциальному падению проходящей мощности накачки, (1.11).

Аналогичным образом из условия равенства усиления и потерь, $\alpha_{s2}L + \delta_{s2} = g_R^{s2} P_s L$, находится порог генерации второй стоксовой компоненты, P_{th2} :

$$P_{th2} \approx \frac{(\alpha_s L + \delta_s)}{g_R L} \frac{\alpha_p L + \frac{g_R \lambda_s}{g_R^{s2} \lambda_p} (\alpha_{s2} L + \delta_{s2})}{2 \left(1 - \exp \left[-2\alpha_p L - 2 \frac{g_R \lambda_s}{g_R^{s2} \lambda_p} (\alpha_{s2} L + \delta_{s2}) \right] \right)}. \quad (1.12)$$

Здесь введено обозначение $\delta_{s2} = (\delta_{s2}^{in} + \delta_{s2}^{out})/2$.

Мощность первой стоксовой компоненты насыщается при генерации второй стоксовой компоненты:

$$P_s^{out}(P_0) = P_s^{out}(P_{th2}) = \rho_s \frac{\alpha_{s2} L + \delta_{s2}}{2g_R^{s2} L}. \quad (1.13)$$

Наконец, можно найти выходную мощность накачки и выходную мощность второй стоксовой волны:

$$P_p^{out} = \rho_p P_p^+(L) = \rho_p P_0 \exp \left(-\alpha_p L - \frac{g_R \lambda_s}{g_R^{s2} \lambda_p} (\alpha_{s2} L + \delta_{s2}) \right), \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned} P_{s2}^{out} &= \rho_{s2} P_{s2}^+(L) = \\ &= \rho_{s2} \frac{\delta_{s2} (\alpha_s L + \delta_s)}{\frac{\lambda_{s2}}{\lambda_s} g_R^{s2} L} \frac{\exp(\delta_{s2}^{out}/2)}{\sinh(\delta_{s2}^{out}/2) + \sinh(\delta_{s2}^{in}/2)} \left(\frac{P_0}{P_{th2}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (1.15)$$

Результаты расчета по приведенным формулам в целом хорошо согласуются с данными эксперимента и качественно подтверждают все экспериментально наблюдаемые зависимости, Рис. 1.4. А именно наблюдается последовательно истощение волн накачки и волн генерации при начале генерации более высоких стоксовых компонент.

Наблюдается, однако, одно принципиальное отличие фундаментальной природы. А именно, значение порога генерации второй стоксовой компоненты, P_{th2} , рассчитанное по (1.12), оказывается меньше экспериментально измеренного. При этом уровень, на котором насыщается мощность генерации первой стоксовой компоненты, оказывается в расчете существенно ниже экспериментально наблюдаемого уровня. Указанные отличия свидетельствуют о наличии уширения спектра генерации, которое приводит к наличию некоего эффективного коэффициента пропускания зеркал, отличного от их номинальных значений, определенных в центре спектральных профилей пропускания.

Введём эффективный коэффициент пропускания зеркала следующим образом:

$$\rho_s^{eff} = \frac{\int_{\lambda_s} d\lambda P_s^{out}(\lambda)}{\int_{\lambda_s} d\lambda P_s(\lambda)}. \quad (1.16)$$

Данный коэффициент может быть определен экспериментально, для чего необходимо измерить спектр пропускания зеркал $R_1(\lambda)$, выходной спектр излучения и выходную мощность излучения, затем восстановить внутрирезонаторный спектр и внутрирезонаторную мощность $P_s(\lambda)$, что позволяет определить эффективный интегральный по спектру коэффициент пропускания ρ_s^{eff} . При мощности накачки выше порога генерации второй стоксовой компоненты определенный таким образом эффективный коэффициент пропускания оказывается равным $\rho_s^{eff} = 15\%$, что существенно больше номинального коэффициента пропускания в 1%, использованного в расчетах. Это является отражением того факта, что ширина спектра генерации сравнима с шириной спектральной функции отражения зеркал, тем самым генерация осуществляется в том числе на длинах волн, на которых коэффициент пропускания является значительным, что увеличивает значение интегрального по спектру коэффициента пропускания.

Используя найденное значение эффективного коэффициента пропускания $\rho_s^{eff} = 15\%$ мы получаем хорошее согласие между результатами расчета и данными эксперимента для порога генерации второй стоксовой компоненты и уровня мощности насыщения первой стоксовой компоненты, Рис. 1.4. Возникшее отличие между расчетным и измеренным значением порога генерации первой стоксовой компоненты, Рис. 1.4б (сплошная линия), обусловлено тем, что на пороге генерации спектр недостаточно уширен и значение эффективного коэффициента пропускания является близким к значению номинального коэффициента пропускания. Таким образом, ввиду сильного спектрального уширения первой стоксовой компоненты необходимо для адекватного расчета кривой мощности первой стоксовой компоненты знать функцию эффективного пропускания от мощности накачки.

Приведем качественное объяснение наблюдаемых эффектов последовательного насыщения выходных мощностей волны накачки и стоксовых

компонент. До порога генерации первой стоксовой компоненты волна накачки испытывает только линейное поглощение в волокне, то есть выходная выходная мощность накачки должна линейно расти с ростом входной мощности накачки. При достижении генерации первой стоксовой компоненты полное усиление приравнивается полным потерям волны генерации, $g_s \sim g_R \int_0^L P_p \frac{dz}{L}$. При этом полные потери (при отсутствии спектрального уширения) постоянны и не зависят от мощности накачки. То есть постоянным будет и полное усиление первой стоксовой компоненты. Ввиду истощения волны накачки при распространении по волокну за счет линейных потерь и генерации первой стоксовой компоненты условие постоянства полного усиления (то есть интеграла от мощности накачки по координате) требует такого распределения волны накачки вдоль волокна, при котором выходная мощность накачки начинает снижаться с ростом входной мощности накачки. Выше порога генерации второй стоксовой компоненты возникают дополнительные потери для волны генерации первой стоксовой компоненты, связанные с трасфером энергии во вторую стоксовую компоненту. Поэтому полное усиление для первой стоксовой компоненты должно расти с ростом мощности накачки, что ведет за собой рост проходящей мощности накачки.

Для объяснения поведения выходной мощности первой стоксовой компоненты необходимо учесть, что ее мощность слабо зависит от координаты вдоль волокна (в плотном резонаторе), тогда как распределение волны накачки сильно неоднородно. Следовательно, для выполнения условия постоянства интегрального коэффициента усиления суммарным потерям второй стоксовой компоненты, которые не изменяются с ростом мощности накачки, необходимо потребовать, чтобы выходная мощность первой стоксовой компоненты не изменялась с ростом мощности накачки.

Проведённое описание выходных мощностных характеристик является общим для волоконных ВКР-лазеров и принималось во внимание при проектировании экспериментальных установок, описанных в дальнейшем в данной диссертационной работе.

1.3. Насыщение ВКР-усиления

Типичный спектр волоконного ВКР-лазера является достаточно широким, что обуславливает необходимость использования эффективного коэффициента пропускания зеркал для адекватного описания поведения мощности генерации такого лазера, см. параграф 1.3. Вопрос формирования спектра излучения волоконного ВКР-лазера будет занимать центральное место Главы 2 данной работе. Здесь мы приведем результаты предварительных исследований, которые будут нам необходимо для выяснения механизмов формирования и уширения спектра генерации волоконного ВКР-лазера.

Хорошо известно, что в случае неоднородного насыщения профиля усиления может достигаться одновременная генерация многих спектральных компонент, лежащих внутри контура усиления и имеющих различные спектральные потери на зеркалах резонатора. Наличие неоднородного насыщения усиления объясняло бы в целом формирование достаточно широкого спектра генерации волоконного ВКР-лазера. В литературе вопрос о типе насыщения ВКР-усиления в оптических волокнах не рассматривался.

Действительно, к моменту постановки нами данного вопроса в литературе не было единого мнения о природе насыщения и уширения линии ВКР-усиления в оптических волокнах. Известно, что спектр ВКР-усиления малого сигнала для германосиликатных волокон имеет вид широкого пика сложной структуры, Рис. 1.2, который может быть аппроксимирован набором из 13 колебательных мод [252]. При этом предполагается, что спектральная форма каждой моды является гауссовой, что соответствует чисто неоднородному уширению спектра усиления. При этом наилучшее совпадение между расчетными и измеренными профилями ВКР-усиления достигается в случае наличия небольшого (в 3 раза меньше) вклада однородного уширения. Это означает, что в спектре ВКР-усиления должны наблюдаться спектральные провалы, обусловленные неоднородным характером насыщения усиления [253]. Необходимо заметить, что наличие отсутствия такого рода провалов однозначно бы свидетельствовало об однородном характере насыщения ВКР-усиления.

В широко известной книге [236] приводится мнение, что ВКР-усиление насыщается однородным образом. Это подтверждается наблюдениями в волоконных ВКР-усилителях на основе фосфосиликатного волокна, в которых было показано, что при усилении слабого сигнала наблюдается насыщение из-за истощения накачки [254]. При больших мощностях (не актуальных для волоконных ВКР-усилителей) характер насыщения может быть другим, но вопрос не исследовался. Другие выводы можно получить из работ, касающихся многоволновой генерации в волоконных ВКР-лазерах [16, 17, 37, 255, 256, 42, 43, 241, 36]. Считается, что такая многоволновая генерация (в том числе на близкоотстоящих линиях, расстояние между которыми много меньше ширины контура усиления) возможна ввиду неоднородного характера уширения линии ВКР-усиления. Более того, в работе [257] напрямую делается вывод о независимой генерации различных спектральных компонент в излучении волоконного ВКР-лазера при больших мощностях генерации, что интерпретируется как проявление неоднородного характера насыщения усиления и эффекта выжигания спектральных провалов. Данная модель несет в себе существенное противоречие: различные спектральные компоненты считаются независимыми, однако они черпают энергию из одной и той же волны накачки, истощаемой ими. Истощение волны накачки, в свою очередь, может интерпретироваться как механизм однородного насыщения ВКР-усиления. Ясности не добавляют и результаты работы [55], в которой исследуется форма выходного спектра ВКР-лазера. Указывается, что при больших отстройках от центра спектра генерации генерация идет для тех спектральных компонент, которые формально должны лежать под порогом генерации, если данный порог рассчитать в модели независимой генерации различных спектральных компонент. Исходя из этого авторы заключают, что различные спектральные компоненты связаны друг с другом.

Данное описание показывает, что вопрос о типе насыщения ВКР-усиления в волокнах являлся открытым на момент проведения нашего исследования. В данном параграфе мы проведем исследование типа насыщения ВКР-усиления для прояснения его возможной роли в уширении спектра.

Известно, что одним из основных механизмов насыщения усиления является истощение накачки [236]. Коэффициент усиления стоксовой волны g_s (он определен нами исходя из $P_s = P_s^0 \exp(g_s L)$) представим в следующем виде:

$$g_s(\Delta\omega) = g_R(\Delta\omega)\overline{P_p}, \quad \overline{P_p} = \frac{1}{L} \int_0^L P_p(P_s, z) dz. \quad (1.17)$$

Здесь $\overline{P_p}$ обозначает усредненную по длине волокна мощность волны накачки, g_R есть коэффициент ВКР-усиления, отнесенный к эффективному сечению оптоволокна, $\Delta\omega = \omega_p - \omega_s$ есть разница частот волн накачки и генерации, L — длина волокна.

Если ВКР-усиление насыщается неоднородным образом, это будет приводить к выжиганию спектральных провалов в контуре усиления, то есть изменять его спектральную форму. То есть необходимо выяснить зависимость формы $g_R(\Delta\omega)$ с ростом мощности накачки P_0 и мощности волны генерации P_s . Далее, также возможно изменение коэффициента ВКР-усиления g_R с ростом мощности накачки/генерации, то есть необходимо выяснить, насыщается ли максимальное ВКР-усиление или насыщение связано лишь с истощением волны накачки.

Для выяснения характера насыщения мы применили технику активной спектроскопии комбинационного рассеяния (АСКР), которая обычно используется при изучении свойств газовых сред. Такая техника ранее была использована в области волоконной оптики [258]. В методе АСКР система уровней энергии тестируется маломощным пробным излучением перестраиваемого лазера, частота которого, ω_{as} , близка к частоте антистоксова перехода, см. Рис. 1.5. Пробная волна испытывает дополнительное (индуцированное волной накачки с частотой ω_p) поглощение, вместо усиления для стоксовой волны с частотой ω_s . При этом форма спектров совпадает (в пренебрежении фактором, отвечающим разности интегралов перекрытий стоксовой и антистоксовой волн с волной накачки).

Для измерения типа насыщения ВКР-усиления нами была использована стандартная схема волоконного ВКР-лазера, см. параграф 1.1, которая была дополнена возможностью заводить в лазер пробную антистоксовую волну, а также возможностью быстрого включения/выключения лазера накачки, Рис. 1.6. В качестве источника пробного поля использовал-

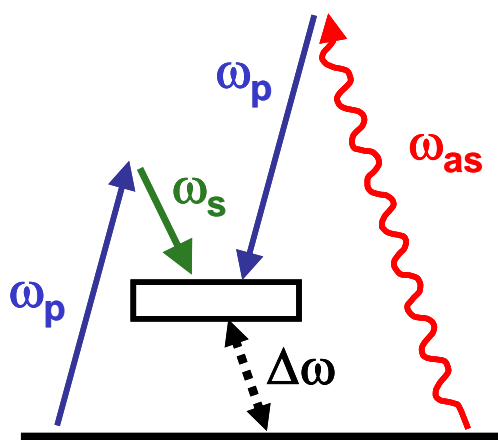


Рис. 1.5. Схема уровней в схеме АСКР.

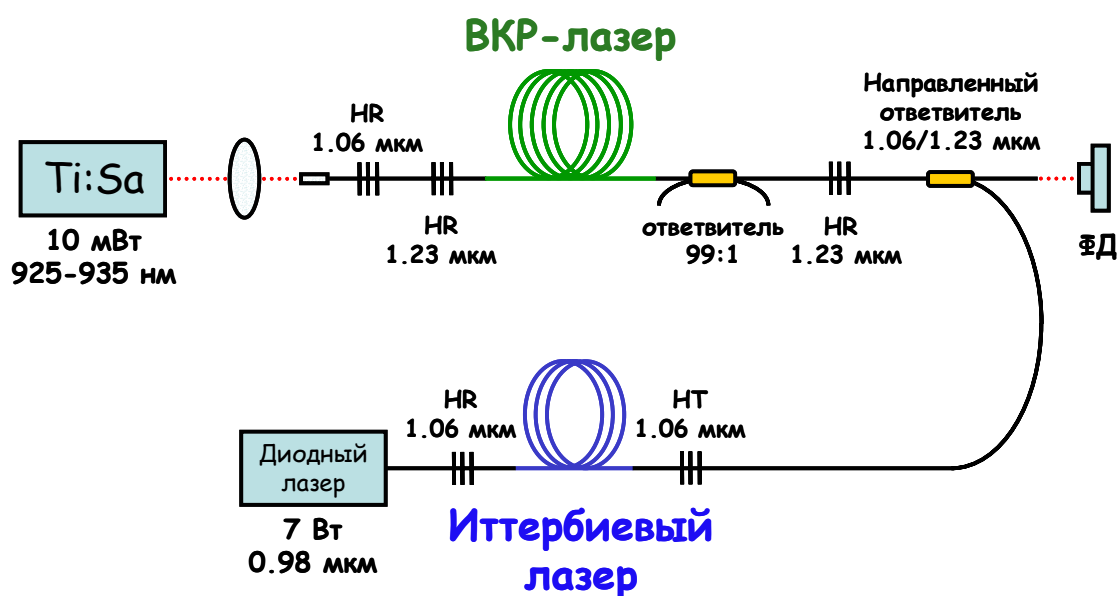


Рис. 1.6. Схема экспериментальной установки по характеристике типа насыщения ВКР-усиления в оптическом волокне методом активной спектроскопии комбинационного рассеяния.

ся титан-сапфировый перестраиваемый лазер. Мощность пробного излучения составляла величину около 10 мВт на длине волны $\lambda_{as} \simeq 930$ нм, близкой к частоте антистоксового перехода. Малость мощности пробной волны важна, потому что необходимо избежать насыщение двухфотонного перехода на разностной частоте $\Delta\omega = \omega_p - \omega_s = \omega_{as} - \omega_p$; это проверялось экспериментально.

Возможность циклического включения и выключения лазера накачки позволяла в режиме реального времени измерять выходную мощность пробного поля, промодулированную индуцированным накачкой поглощением. Типичный сигнал приведен на Рис. 1.7 для мощности накачки 0.5 Вт. Отметим, что измерения коэффициента поглощения пробного поля проводились как в случае наличия волны генерации, так и при ее отсутствии (но при наличии того же уровня мощности накачки). Для этого из схемы волоконного ВКР-лазера удалялось выходное зеркало, что резко повышало порог генерации стоксовой компоненты.

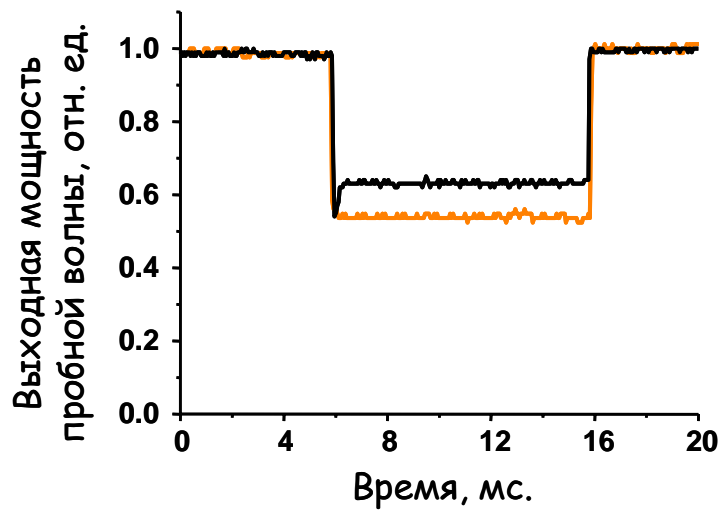


Рис. 1.7. Зависимость выходной мощности пробного поля на антистоксовой частоте от времени. Черная кривая — при наличии волны генерации ($P_s = 0.25$ Вт), оранжевая линия — при отсутствии волны генерации.

Суммарное по длине волокна ВКР-усиление, которое связано с поглощением пробного поля g_{as} , может быть определено из измерений уровня мощности пробной волны при включенной/выключенной накачке следующим образом:

$$g_s L = -\frac{g_{as} L}{A} = -\frac{1}{A} \ln(P_{as}^{on} / P_{as}^{off}). \quad (1.18)$$

Выходная мощность пробного поля при выключенной накачке есть $P_{as}^{off}(0) = P_{as}(L)e^{-\alpha_{as}L}$. Мощность пробного поля при включенной накачке $P_{as}^{on}(0) = P_{as}(L)e^{-\alpha_{as}L - Ag_sL}$. Также введено обозначение $P_{as}(L)$ для входной мощности пробного поля, α_{as} есть коэффициент линейных потерь пробной волны, константа $A \sim \lambda_s/\lambda_{as}$ отвечает разнице интегралов перекрытий стоксовой и антистоксовой волн с волной накачки, [258].

Спектр ВКР-усиления $Ag_s(\omega_p - \omega_s) = -g_{as}(\omega_{as} - \omega_p)$ может быть получен путем перестройки частоты пробного поля и повторения всего цикла измерений значения g_s для каждой длины частоты пробного поля ω_p . Типичный спектр ВКР-усиления (мощность накачки 2 Вт) показан на Рис. 1.8. Спектры ВКР-усиления при различных мощностях накачки и генерации показаны на Рис. 1.9.

Неоднородное насыщение должно приводить к выжиганию в спектре усиления спектральных провалов на длине волны $\lambda_{as}^{res} \simeq 929$ нм, соответствующей частоте антистоксового перехода $\omega_{as}^{res} = 2\omega_p - \omega_s$. В эксперименте мы не наблюдаем соответствующих спектральных провалов, Рис. 1.8. Отметим, что глубина провалов должна соответствовать разнице между двумя кривыми на Рис. 1.8. Его ширина, определяемая шириной спектра генерации стоксовой компоненты, то есть около 1 нм, много меньше ширины контура ВКР-усиления. Следовательно, спектральный провал должен быть хорошо различим в наших условиях, однако он не наблюдается. Далее, мы заключаем, что спектр ВКР-усиления имеет одну и ту же форму при разных мощностях (с точностью до номировки), Рис. 1.9. Так как при этом значение ВКР-усиления, очевидно, изменяется, ВКР-усиление испытывает насыщение. При этом насыщение является однородным в исследованном диапазоне мощностей.

Рассмотрим теперь механизм обнаруженного однородного насыщения ВКР-усиления. А именно необходимо определить, насыщается ли коэффициент ВКР-усиления $g_R(P_0, P_s)$ с ростом мощности волны генерации или насыщение происходит лишь за счет истощения волны накачки.

Рассмотрим модель постоянства коэффициента ВКР-усиления g_R (вывод сделан Е.В. Подивиловым). Дополним систему уравнений (1.1)

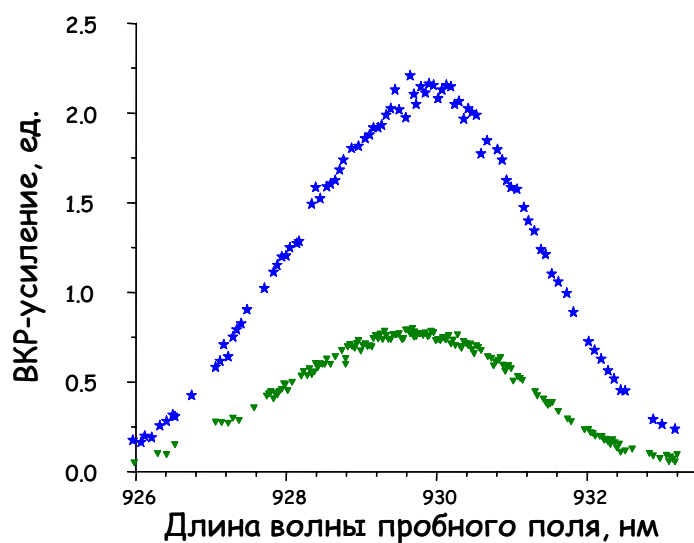


Рис. 1.8. Спектр ВКР-усиления в отсутствие (синие символы) и при наличии генерации стоксовой компоненты (зеленые символы, мощность генерации 2.5 Вт).

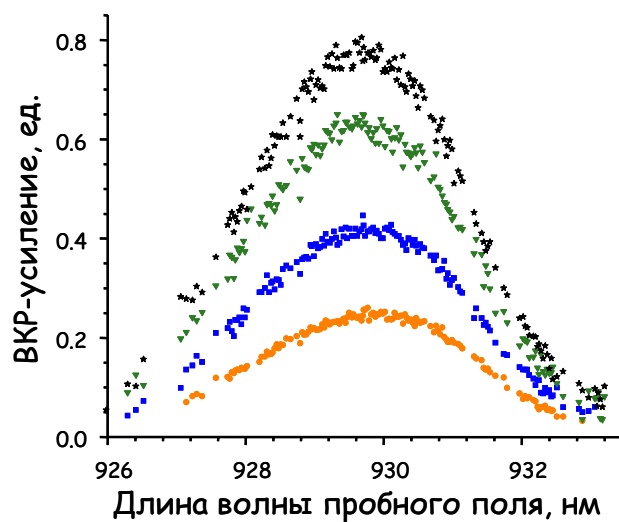


Рис. 1.9. Спектр ВКР-усиления при различных мощностях накачки P_0 и различных внутрирезонаторных мощностях стоксовой компоненты P_s : оранжевые кружки — $P_0 = 0,25$ Вт, $P_s = 0$ Вт; синие квадратики — $P_0 = 0,5$ Вт, $P_s = 0,25$ Вт; зеленые треугольники — $P_0 = 1$ Вт, $P_s = 1$ Вт; черные звездочки — $P_0 = 2$ Вт, $P_s = 2,5$ Вт.

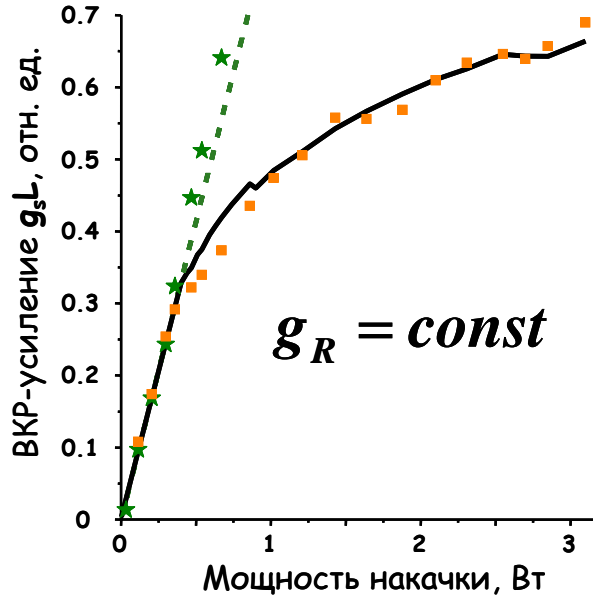


Рис. 1.10. Интегральное ВКР-усиление $g_s L$. Оранжевые символы — при наличии волны генерации, зеленые символы — в отсутствие волны генерации. Линии — расчет в соответствующих случаях по (1.21) в модели постоянного коэффициента ВКР-усиления g_R .

уравнением на пробную волну:

$$\pm \frac{dP_p^\pm}{dz} = -\left(\alpha_p + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} g_R P_s\right) P_p^\pm, \quad (1.19)$$

$$-\frac{dP_{as}}{dz} = -\left(\alpha_{as} + A g_R P_p\right) P_{as}. \quad (1.20)$$

Здесь P_p^\pm , P_s^\pm обозначают мощности волн накачки и волны генерации, \pm относится к волнам, бегущим по и против оси z ; $P_p = P_p^+ + P_p^-$; $P_s = P_s^+ + P_s^-$; P_{as} — мощность антистоксовой волны. Обратное влияние пробной волны на волну накачки не учитываем, так как выполняется $P_{as}/P_s \ll 1$.

При граничных условиях на волну накачки (используется двухпроходная схема) $P_p^+(0) = P_0$, $P_p^-(L) = P_p^+(L)$ средняя мощность волны накачки вдоль волокна имеет вид:

$$\overline{P_p} = P_0 \frac{1 - \exp\left[-\left(\alpha_p + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} g_R P_s\right) 2L\right]}{\alpha_p + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} g_R P_s} \quad (1.21)$$

Применимость этого выражения ограничивается применимостью $P_s = P_s^+ + P_s^- = const$ (что верно в плотном резонаторе).

С помощью выражения (1.21) возможно рассчитать интегральное по

длине волокна ВКР-усиления $g_s L = g_R \overline{P_p} L$ при различных уровнях мощности с учетом истощения накачки и в предположении постоянства коэффициента ВКР-усиления g_R . Такой расчет возможен, если известна зависимость мощности генерации от мощности накачки. Такие измерения были нами проведены и зависимость $P_s(P_0)$ экспериментально определена. Результаты расчета в случае наличия волны генерации приведены на Рис. 1.10 (сплошная линия). При расчете использовались параметры волокна, указанные в Таблице 1. Здесь же, на Рис. 1.10, приведены результаты экспериментального измерения ВКР-усиления при различных мощностях накачки (использовалось выражение (1.18) для определение ВКР-усиления из экспериментальных данных). Наблюдается хорошее согласие между экспериментом и моделью постоянного ВКР-усиления (использовалось значение константы $A = 1,35$, близкое к отношению длин волн, $\lambda_s/\lambda_{as} = 1,328$).

В случае отсутствия генерации стоксовой волны значение интегрального ВКР-усиления $g_s L = g_R \overline{P_p} L = g_R P_0 \frac{1 - \exp(-\alpha_p 2L)}{\alpha_p}$ должно линейно расти с ростом мощности накачки, Рис. 1.10, зеленая линия. Такой линейный рост наблюдается и в эксперименте. Таким образом, мы можем заключить, что ВКР-усиление насыщается однородным образом, и насыщение обусловлено лишь истощением волны накачки при постоянстве коэффициента ВКР-усиления. Это позволяет нам в дальнейшем не рассматривать вопрос о влиянии насыщения усиления на процессы формирования спектра излучения волоконного ВКР-лазера, которые будут подробно рассмотрены в Главе 2.

1.4. Стохастическая временная динамика излучения

Наконец, затронем вопрос характеристики временной динамики волоконного ВКР-лазера. Временная динамика может быть измерена с помощью фотодиода (в работе использовались фотодиоды с полосой до 50 ГГц) и быстрого осциллографа реального времени (использовались осциллографы с полосой до 36 ГГц). Временная динамика может характе-

ризоваться в различных точках вдоль резонатора лазера (выход лазера, внутрирезонаторная временная динамика для различных бегущих волн генерации в резонаторе). В данном параграфе мы рассмотрим типичные временные свойства волоконного ВКР-лазера и принципы характеристики временных свойств лазеров такого типа.

Типичная временная динамика лазера (как функция интенсивности лазерного излучения от времени, $I(t)$) в непрерывном режиме генерации является различной на разных масштабах времени, Рис. 1.11. А именно, на масштабах времени порядка миллисекунд излучение лазера является непрерывным с малым уровнем флуктуаций во временной динамике. На масштабах времени порядка сотни пикосекунд, временная динамика лазера выглядит стохастичной, практически случайной. Указанные особенность временной динамики излучения волоконных ВКР-лазеров определяют тот факт, что данный тип лазеров относят к квазинепрерывным источникам лазерного излучения. Временная динамика на масштабах времени секунды и более нами не изучалась, так как она связана в первую очередь не с внутренними процессами генерации в лазере, а с техническими аспектами конструкции данного конкретного образца, лазеров накачки, их механической, температурной стабильностью, долговременной деградацией диодов накачки и т.д.

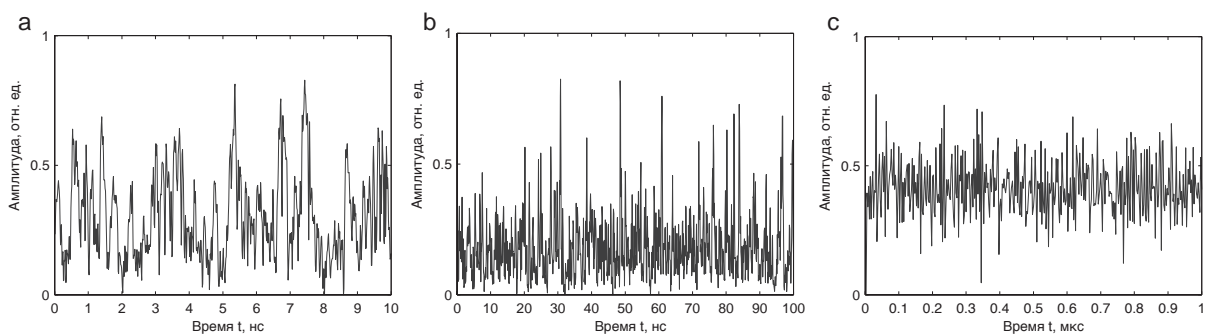


Рис. 1.11. Типичная временная динамика излучения непрерывного волоконного ВКР-лазера, измеренная в разных временных диапазонах: (а) 10 нс и (б) 100 нс (с) 1 мкс.

Важной величиной, характеризующей временные параметры излучения, является автокорреляционная функция интенсивности, определяемая здесь как $K(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle_t}{\langle I^2(t) \rangle_t}$. Величина автокорреляционной функции может быть измерена с помощью коммерчески доступных автокорреляторов интенсивности. Автокорреляционная функция позволяет узнать

типичную среднюю временную длительность флуктуаций интенсивности. На Рис. 1.12 приведена типичная автокорреляционная функция интенсивности излучения волоконного ВКР-лазера. Ширина пика составляет величину порядка 100 пикосекунд, что есть характерная средняя продолжительность флуктуаций.

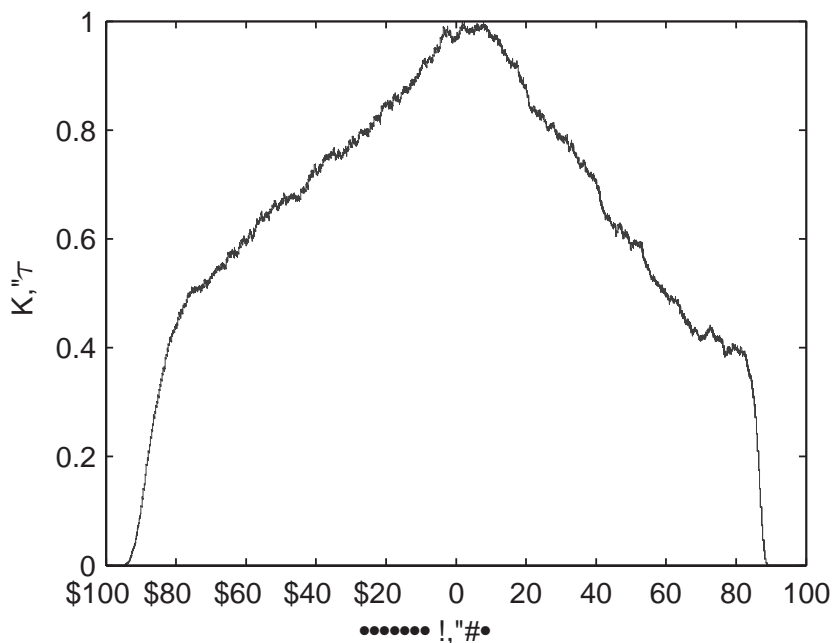


Рис. 1.12. Типичная автокорреляционная функция интенсивности излучения волоконного ВКР-лазера, измеренная с помощью автокоррелятора.

Временная динамика излучения волоконного ВКР-лазера определяется его спектральными свойствами. Действительно, как мы видели выше в параграфе 1.1, спектр излучения лазера достаточно широк и составляет типичную величину порядка 1 нм. Как мы увидим ниже, в параграфе 2.1, излучение лазера состоит из большого количества различных продольных мод, одновременно выходящих в генерацию. При условии независимости генерации различных продольных мод с гауссовой статистикой флуктуаций амплитуд и фаз (см. параграф 2.2 для детального рассмотрения), временная динамика интенсивности должна быть полностью стохастической, то есть обладать экспоненциальной статистикой распределения флуктуаций интенсивности. При этом типичное время флуктуаций интенсивности, которое можно измерить с помощью измерения автокорреляционной функции, должно составлять величину обратно пропорциональную ширине оптического спектра. Приведенные

выше на Рис. 1.11 типичные характеристики временной динамики излучения качественно соотносятся с таким рассмотрением.

Обычно выходная динамика лазера характеризуется одномерной функцией интенсивности от времени, $I(t)$, отвечающей измеренной временной динамике с помощью осциллографа либо другого оборудования, совершающего измерения в реальном времени. Поясним принцип измерения пространственно-временной динамики лазерного излучения и что мы понимаем под данным термином. В любом лазерном резонаторе излучение совершает последовательные обходы резонаторы, циркулируя по нему. Для простоты представим следующую модельную ситуацию: имеется кольцевой лазерный резонатор, в котором генерируется одиночный импульс, ширина которого меньше времени обхода резонатора. Предположим также, что выходной ответвитель (выходное зеркало) имеет достаточно малый коэффициент пропускания так, что резонатор является высокодобротным, и импульс может совершить достаточное количество обходов резонатора. На выходе такой системы будет наблюдаться последовательность импульсов, разделенных между собой временем обхода резонатора, Рис. 1.13. Выходные импульсы, наблюдаемые во временные отсчеты T_1, T_2, T_3 на самом деле соответствуют одному и тому же импульсу внутри лазерного резонатора, измеренному в разные моменты времени $T_{\mathbf{N}}$ и сделавшему, соответственно, различное число полных обходов резонатора. Здесь $T_{\mathbf{N}} = N \times T_{RT}$, где N обозначает количество совершенных обходов резонатора.

Соответственно, автокорреляционная функция излучения, измеренная с помощью осциллографа за промежуток времени много больше времени обхода резонатора, содержит серию пиков, разделенных временем обхода резонатора, $T_{RT} = 2nL/c$ (здесь и далее будет рассматриваться линейный резонатор, так как именно линейные резонаторы описывают во всех экспериментах, представленных в данной диссертационной работе), Рис. 1.14. Здесь L есть длина резонатора, n есть показатель преломления сердцевины волокна, c есть скорость света. Пик в автокорреляционной функции, расположенный на нулевых временных отстройках, соответствует наложению двух реплик временной динамики на себя. Пик, расположенный на отстройке эквивалентной времени обхода резонато-

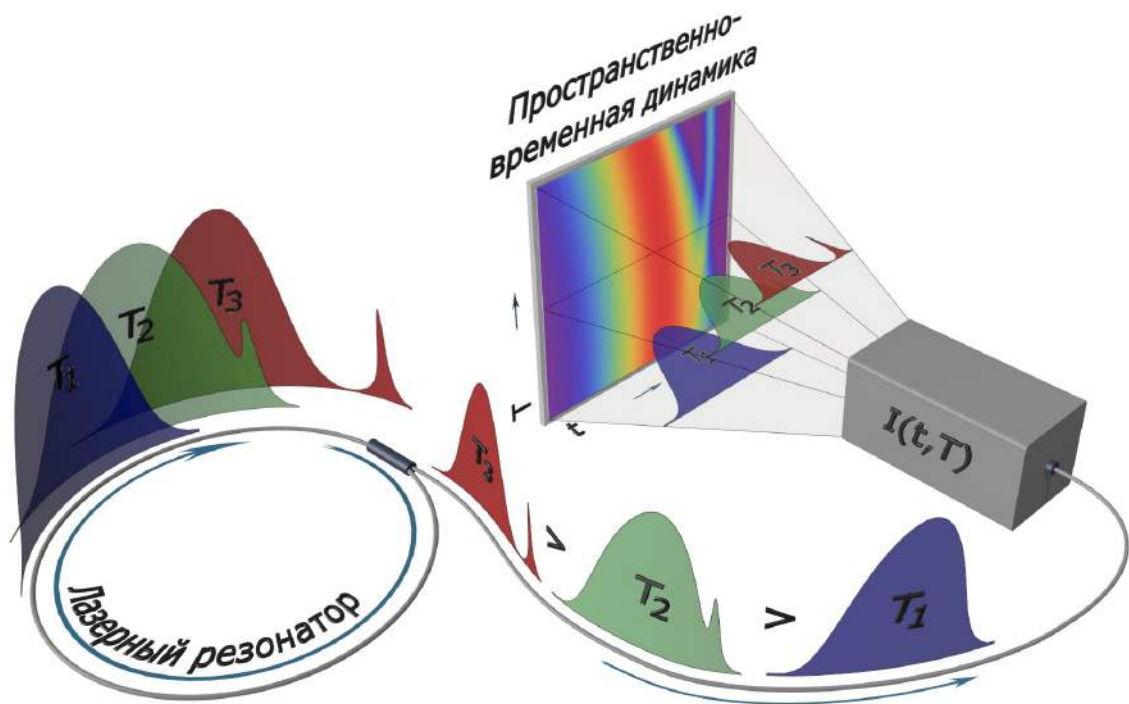


Рис. 1.13. Концепция измерения пространственно-временной динамики интенсивности выходного излучения лазера.

ра, соответствует кросс-корреляции временной динамики с собой же, но измеренной на следующем обходе резонатора, и т.д. для пиков высших порядков. Автокорреляционная функция позволяет таким образом с высокой точностью определить время обхода резонатора. Для резонатора длиной 1 км (время обхода линейного резонатора 10 мкс) при использовании осциллографа с частотой дискретизации 80 Гсэмплов/с (что соответствует дискретизации по времени с шагом 12.5 пс), относительная точность определения времени обхода резонатора составляет величину до $1 \sim 10^{-5}$, что, очевидно, не может быть достигнуто другими методами, так как и длина резонатора лазера, и показатель преломления сердцевинки на данной длине волны не могут быть известны с подобной точностью.

Зная время обхода резонатора, мы можем определить теперь двумерную пространственно-временную динамику интенсивности лазерного излучения, $I(t, T)$. Действительно, выберем некоторый участок временной динамики $I(t)$ используем его в качестве первой строки матрицы $I(t, T)$,

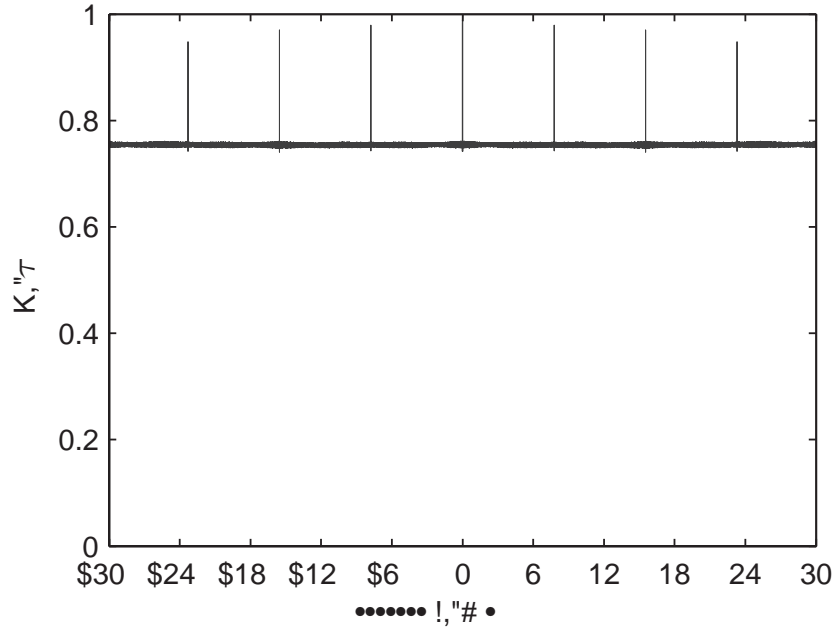


Рис. 1.14. Типичная автокорреляционная функция интенсивности излучения волоконного ВКР-лазера, измеренная с помощью осциллографа при больших значениях временных отстроек.

то есть в качестве временной динамики, ассоциируемой с первым проходом резонатора лазера. Зная точно определенное время обхода T_{RT} , найдем вид данной временной динамики на следующем обходе резонатора, то есть в качестве второй строки матрицы используем значение временной динамики $I(t + T_{RT})$. Она будет ассоциирована со вторым обходом резонатора. Продолжим процедуру аналогичным образом и получим в результате двумерную пространственно-временную динамику излучения $I(t, T)$, см. Рис. 1.15. В общем случае, очевидно, можно использовать период отличный от периода обхода резонатора для визуализации эволюции излучения с заданным периодом периодичности.

Укажем, что описанная процедура эквивалентна переходу в систему отсчета, имеющую некоторую скорость v_g такую, что система отсчета преодолевает расстояние длины L точно за время T_{RT} , то есть $v_g = L/T_{RT}$. В такой системе отсчета, заданный временной пакет $I(t)$ остается неподвижным и можно изучать его эволюцию вдоль медленной эволюционной переменной. В нашем случае, такая медленная эволюционная переменная, определенная изначально в количестве обходов резонатора, соответствует медленному эволюционному времени, $T = N \times T_{RT}$, где

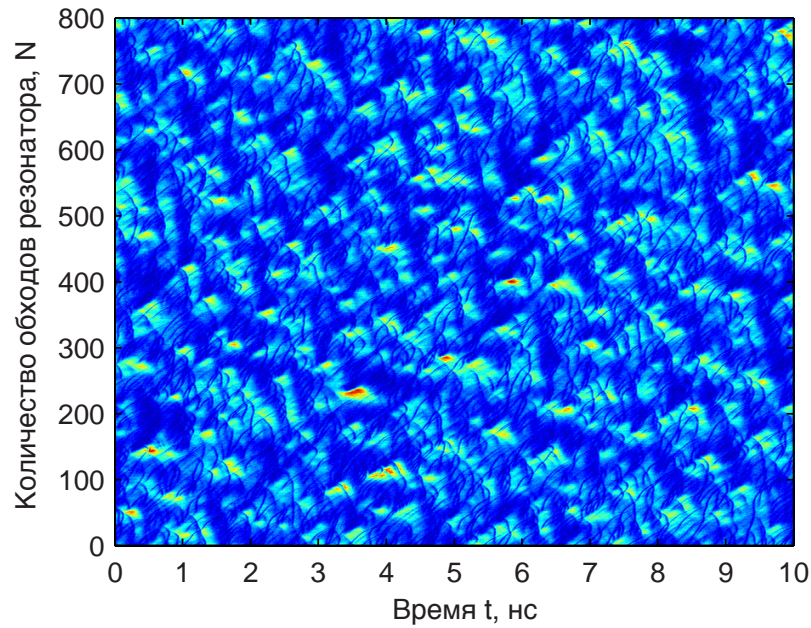


Рис. 1.15. Типичная пространственно-временная динамика излучения непрерывного волоконного ВКР-лазера, построенная в координатах “время, номер прохода”

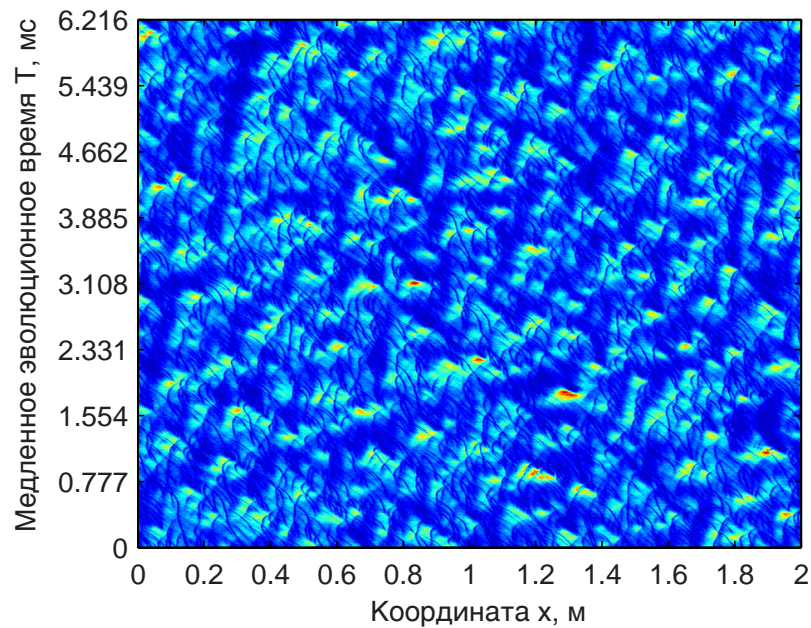


Рис. 1.16. Типичная пространственно-временная динамика излучения непрерывного волоконного ВКР-лазера, построенная в координатах “пространственная координата, медленное эволюционное время”.

N есть количество проходов резонатора. В описанном экспериментальном подходе медленная эволюционная переменная является дискретной с шагом дискретизации, равном выбранному времени обхода резонатора, T_{RT} .

В то же самое время, изменение интенсивности заданного временного пакета, измеренное изначально как функция (быстрого, по сравнению с медленным эволюционным) времени t , соответствует изменению интенсивности временного пакета вдоль продольной координаты волокна за счет преобразования $x = t - L/v_g$ (“мгновенно” зафиксированное распределение интенсивности распределено вдоль оптического волокна). Именно в данном смысле мы говорим об измерении пространственно-временной динамики интенсивности излучения, где обычное быстрое время t соответствует пространственной координате, а медленная эволюционная переменная T , отсчитываемая в номерах обхода резонатора, соответствует медленному эволюционному времени. Измеренная пространственно-временная динамика $I(x, T)$ в заданных координатах имеет следующий вид, Рис. 1.16. Обратим внимание на смену направления оси Ox по сравнению с координатами t, T . Отметим, что в дальнейшем мы будем везде представлять данные в представлении $I(t, T)$ для того, чтобы было прямое соответствие между приводимыми пространственно-временными картинками и обычно измеряемой в лазерной физике временной динамикой $I(t)$. Наконец, для правильной интерпретации данных отметим, что измерения динамики интенсивности излучения осциллографом осуществляется таким образом, что события, расположенные при отрицательных значениях вдоль оси t соответствуют событиям, предшествующим нулевому отсчету времени, а события, расположенные при положительных значениях оси t , последующим событиям.

Отдельно укажем, что независимо от нас и одновременно с нами данная экспериментальная методика была реализована для изучения взаимодействия солитонов в пассивном резонаторе [259]. По своей сути техника является обобщением стробоскопической процедуры измерения временной динамики, которая использовался в работах по изучению временной динамики импульсных волоконных лазеров [260, 261]22-23. Также отметим, что данный подход является общепринятым в численном моделировании, где анализ пространственно-временной динамики излучения широко используется для выявления внутренней структуры излучения самых различных источников, не ограничиваясь системами

с резонаторами (в численном моделировании возможен, очевидно, анализ временной динамики с любым разрешением по медленной эволюционной координате, в том числе для систем распространения, не имеющих лазерного резонатора; наличие лазерного резонатора или прямого доступа к различным точкам вдоль медленной эволюционной координаты является критическим в эксперименте), см., например, работы [262, 263, 264, 265, 266, 267, 268, 101, 269, 270].

Наконец, укажем ещё один способ характеристики временной динамики излучения и внутренних корреляций в непрерывном излучении. В стохастическом общем излучении присутствуют события, интенсивность которых многократно превышает среднюю. Мы сфокусируем свое внимание именно на таких событиях и проследим возможную периодичность их возникновения. Отфильтруем такие события во временной динамике, который имеют интенсивность больше некоторого заданного уровня $I(t) > I_{set}$, где I_{set} составляет величину в 2-5 раз превышающую среднее значение интенсивности, $\langle I(t) \rangle_t$. Будем осуществлять запуск измерений только в том случае, если во временной динамике излучения возникает событие, удовлетворяющее данному условию. При этом будем осуществлять накопление данных. При наличии полностью стохастической динамики без какой-либо внутренней периодичности в этом случае, очевидно, после многократных усреднений будет получен ноль. Если в излучении существует некая периодичность возникновения интенсивных событий, тогда данные события окажутся проявлены в результирующем усредненном временном трэйсе.

Математически указанный метод означает измерение следующей величины:

$$S(t) = \langle I(t + \tau) \cdot H \left(\frac{I(\tau)}{I_{set}} - 1 \right) \rangle_{\tau},$$

где $H(x)$ есть функция Хевисайда. В результате будет измерена средняя временная динамика излучения сразу до и сразу после события с интенсивностью $I > I_{set}$, в которой окажутся проявлены внутренние закономерности возникновения интенсивных событий.

Мы провели измерения по описанному принципу на примере волоконного ВКР-лазера с коротким резонатором, длина которого составляла

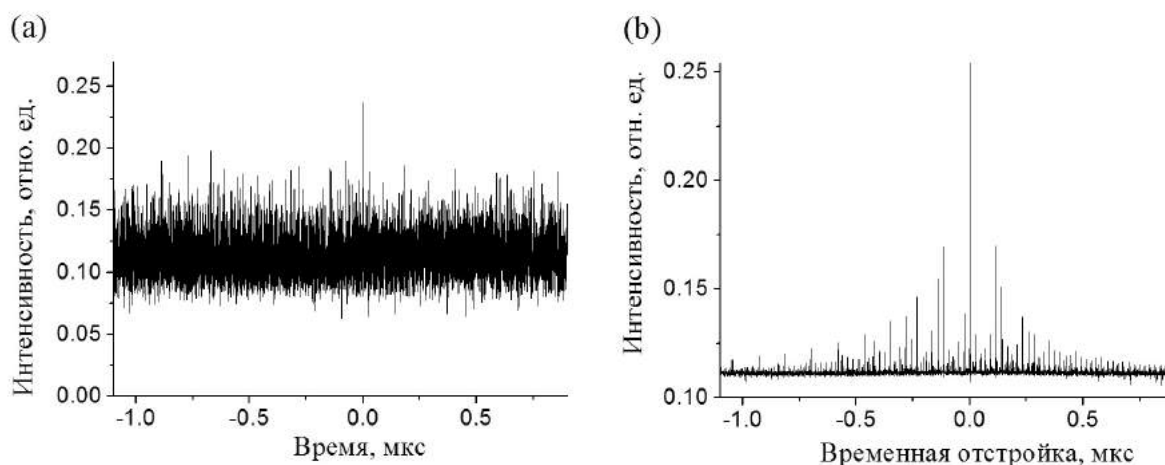


Рис. 1.17. (а) Временная динамика волоконного ВКР-лазера малой длины и (б) автокорреляционная функция интенсивности.

величину лишь 12 метров, см. нашу работу [192]. Важной особенностью лазера является тот факт, что типичная ширина его спектра генерации составляет величину порядка 0.1–0.2 нм, что соответствует оптической полосе около 30 ГГц. Полная временная динамика излучения представлена на Рис. 1.17а. Она имеет шумовой вид. Результаты измерения временной динамики $S(t)$ представлены на Рис. 1.17б. Во-первых, отчетливо видны линии, отстоящие друг от друга на время обхода резонатора, равное для данного лазера величине 120 нс. По количеству таких пиков можно оценить время жизни интенсивного события. Для рассматриваемого примера оно составляет величину порядка 10 обходов резонатора. Отметим также наличие большого количества пиков-саттелитов, наличие которых может означать, что данная интенсивная временная структура в среднем окружена сопутствующими предшествующими и последующими структурами, что может свидетельствовать о генерации определенных типов когерентных структур и, более обще, о наличии частичных корреляций между различными продольными модами в излучении. В целом, предложенный метод должен оказаться продуктивным в исследованиях, посвященных временным и статистическим свойствам излучения волоконных непрерывных лазеров.

Таким образом, в данном параграфе мы рассмотрели основные свойства стохастической временной динамики интенсивности излучения непрерывных волоконных лазеров и предложили различные способы ха-

рактеризации такой стохастической временной динамики, которые будут использованы в последующих главах диссертационной работы.

Глава 2

Спектр излучения непрерывного волоконного ВКР-лазера в турбулентном режиме генерации

[193, 194, 195, 196, 197, 198, 199]

2.1. Модовая структура излучения

Для определения спектральных свойств волоконных ВКР-лазеров необходимо в первую очередь ответить на вопрос о наличии или отсутствии различных продольных мод в генерируемом излучении. Сама постановка данного вопроса связана со следующим. Длина резонатора типичного волоконного ВКР-лазера может составлять величину единиц и десятки километров. Для длины резонатора в 1 км, расстояние между различными продольными модами резонатора, которые потенциально могут одновременно выходить в генерацию, должно составить величину 100 кГц, что достаточно мало. Учитывая, что в волоконном ВКР-лазере должны быть сильны процессы фазовой дефазировки за счет нелиней-

ного взаимодействия, каждая из генерируемых мод должна принимать определенную ширину, величина которой, вообще говоря, при сильной нелинейности может оказаться и больше безмодового расстояния. Тем самым моды могут оказаться сильно перекрывающимися, что могло бы вести к генерации излучения, в котором невозможно определить различные продольные моды.

Для идентификации межмодовой структуры нами был применен метод радиочастотных биений: существование различных продольных мод в генерации должно приводить к сигналу в радиочастотной области спектра на частотах, кратных межмодовому расстоянию, который можно зарегистрировать с помощью электрического анализатора спектра. Несмотря на важность вопроса до наших работ детальных и целенаправленных исследований модовой структуры ВКР-лазеров не проводилось. Укажем, однако, что в [246] вскользь упоминается, наблюдались биения с частотой, равной времени обхода резонатора в изучаемом кольцевом ВКР-лазере. В работе [16] наблюдались некие флуктуации в полосе до 500 МГц неразличимой структуры. А в работе [271] кроме флуктуаций, близких по периоду ко времени обхода резонатора, наблюдалось также множество структур на других характерных частотах. В докладе [272] упоминается о неких низкочастотных (в полосе до 100 кГц) флуктуациях интенсивности в одноступенчатом волоконном ВКР-лазере длиной 5 км. Отметим, что независимо от нас и в то же самое время спектр межмодовых биений исследовался в работах [273, 274], однако об эффекте переноса флуктуаций из лазера накачки в волну генерации в этих работах не сообщается.

Для исследования модовой структуры нами был реализован двухступенчатый ВКР-лазер на основе фосфосиликатного волокна длиной $L = 370$ метров, Рис.2.1). Выходное излучение ВКР-лазера коллимировалось с помощью градиентной линзы и разделялось на компоненты с помощью двух призм. Проводилось измерение радиочастотного спектра межмодовых биений отдельно для каждой компоненты. Позднее схожий описанному выше метод применялся для анализа уровня флуктуаций в [6].

В радиочастотном спектре межмодовых биений волны накачки на-

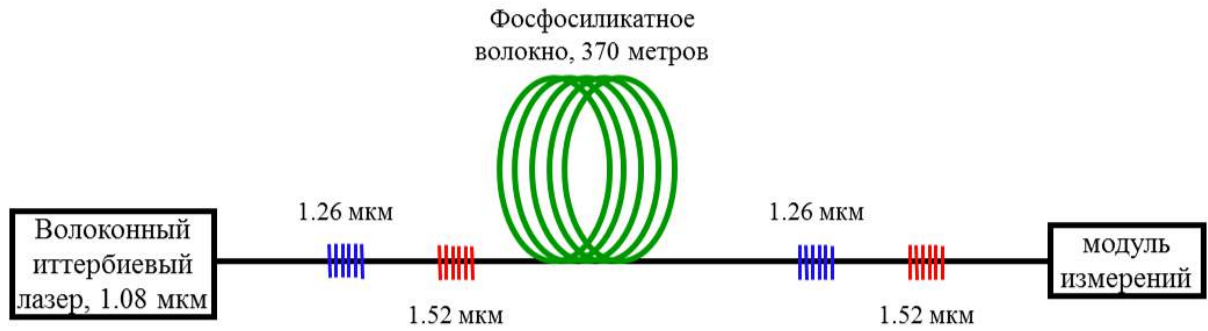


Рис. 2.1. Экспериментальная установка по измерению структуры межмодовых биений в волоконном ВКР-лазере.

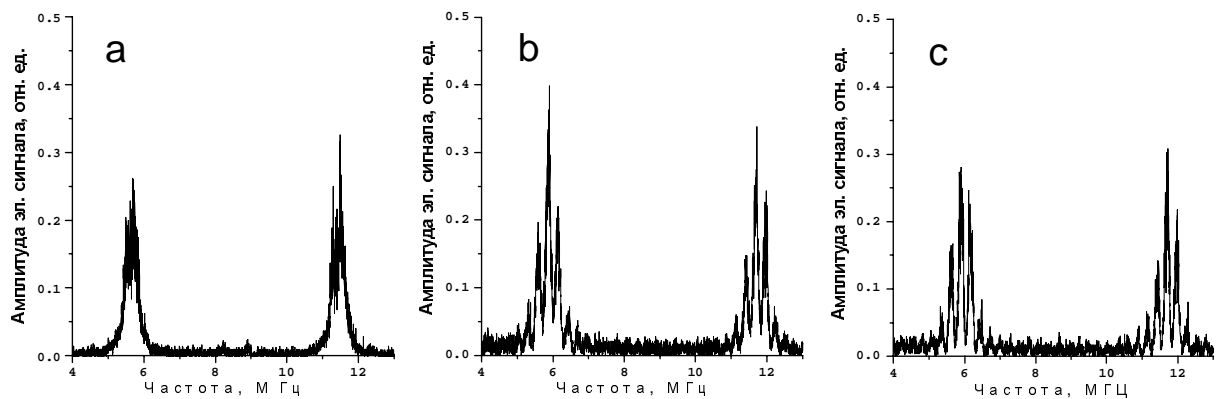


Рис. 2.2. Радиочастотный спектр межмодовых биений различных компонент: (а) проходящей волны накачки, (б) первой стоксовой компоненты, (в) второй стоксовой компоненты. Мощность накачки равна 2.7 Вт.

блюдаются высокочастотные резонансы, разделенные на 6 МГц, что соответствует времени обхода резонатора иттербиевого лазера накачки, имевшего длину 16 м, Рис. 2.2. Отметим, что во временной динамике непрерывного волоконного иттербиевого лазера напрямую наблюдаются сильные флуктуации интенсивности, [275]. Межмодовые биения в излучении накачки наблюдаются вплоть до частот ~ 1 ГГц — верхней границы диапазона наших измерений. Отметим, что спектр межмодовых биений в иттербиевом лазере, который имеет резонатор относительно короткой (по сравнению с волоконным ВКР-лазером) длины, изучался и ранее [276]. В спектре межмодовых биений первой стоксовой компоненты наблюдаются резонансы, разделённые на $c/2Ln \approx 0,3$ МГц, Рис. 2.2(б), где n — показатель преломления, и соответствующие собственным продольным модам резонатора ВКР-лазера длиной $L \approx 370$ м. Таким образом можно заключить, что в волоконном ВКР-лазере достаточно большой

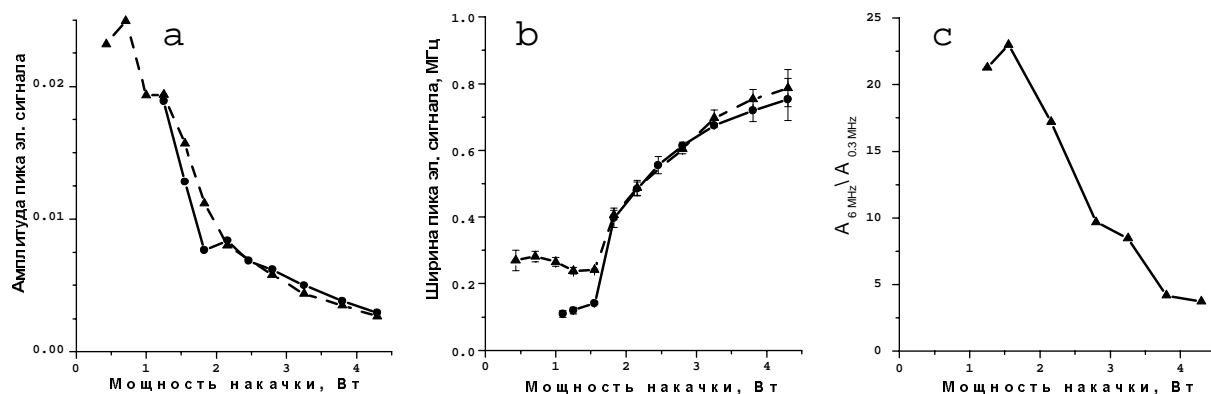


Рис. 2.3. (а) Относительная амплитуда и (б) ширина огибающей спектра радиочастотных биений в максимумах, расположенных при частотах кратных 6 МГц для различных волн: накачка (пунктир) и волна генерации (сплошная линия). (в) — отношение амплитуды пика на частоте, соответствующей флуктуациям, перенесенным из волны накачки (с межмодовым 6 МГц) к амплитуде собственных флуктуаций на частоте, пропорциональной 0,3 МГц, в зависимости от мощности накачки. Значения амплитуды пиков нормированы на среднюю мощность соответствующей волны.

длины (в данном случае 370 метров) существуют различные продольные моды. Более того, позже нами было показано, см. параграф 4.4, что различные продольные моды существуют и в излучении сверх-длинных волоконных ВКР-лазеров с длиной резонатора до 270 км.

Отметим еще один факт. В спектре межмодовых биений первой стоксовой компоненты также наблюдается структура с периодом 6 МГц, идентичная тому, что наблюдается в волне накачки. Указанные дополнительные резонансы в стоксовой компоненте также существуют вплоть до частот ~ 1 ГГц. Следовательно, спектр межмодовых биений волны генерации компоненты копирует спектр межмодовых биений волны накачки. Для второй стоксовой компоненты картина полностью аналогична, то есть спектр межмодовых биений второй стоксовой компоненты копирует спектр межмодовых биений накачки, которая является накачкой для второй стоксовой компоненты. Таким образом, флуктуации интенсивности из волны накачки передаются в первую стоксову компоненту и затем во вторую стоксову компоненту.

Рассмотрим вопрос о ширине пиков радиочастотных биений. Амплитуда и ширина пиков в спектре радиочастотных биений стоксовой компоненты равны амплитуде и ширине пиков в спектре радиочастотных

биений волны накачки, Рис. 2.3а,б. Около порога генерации внутри огибающей, определяемой переносом флуктуаций из волны накачки, содержится всего один пик собственных биений, соответствующих резонатору ВКР-лазера. Ширина данного пика, очевидно, меньше ширины огибающей. Значение данной ширины приводится на Рис. 2.3б. Отношение величины относительных флуктуаций интенсивности $(\delta P/P)^2$ к ширине пика межмодовых биений дает оценку относительного уровня шумов: при мощности накачки 2 Вт он составляет -100 дБ/Гц. Около порога она определяется лишь флуктуациями интенсивности в волне накачке.

Сравним индуцированные накачкой флуктуации в волне генерации с собственными флуктуациями ВКР-лазера. С увеличением мощности накачки вклад индуцированных накачкой флуктуаций уменьшается, см. Рис. 2.3в. При больших мощностях накачки собственные флуктуации начинают вносить существенный вклад в общий уровень флуктуаций: до $\sim 30\%$ при накачке 4 Вт. Следовательно, предельное значение уровня шумов в волоконном ВКР-лазере определяется собственными флуктуациями в волне генерации и составляет в нашем случае до -120 дБ/Гц. Данный измеренный уровень шумов хорошо согласуется опубликованными другими авторами данными [277, 278, 272].

Таким образом, в данном параграфе мы показали, что в излучении достаточно длинных волоконных ВКР-лазерах существуют различные хорошо определённые продольные моды. При этом существует эффект переноса флуктуаций интенсивности из волны накачки в волну генерации. Данный механизм является одним из механизмов формирования спектра генерации ВКР-лазера. Действительно, около порога генерация должна возникать на длине волны, для которой потери являются минимальными. Как мы показали, насыщение усиления является однородным, см. параграф 1.3, поэтому суммарное ВКР-усиление должно насыщаться до уровня потерь на длине волны генерации без изменения своего профиля. Это должно приводить к одночастотной генерации. Однако известно, что одночастотная генерация не достигается, и имеет место быть начиная с самого порога многочастотная генерация. Перенос флуктуаций из волны накачки в волну накачки является одним из механизмов возникновения многочастотной генерации. Действительно, оказывается, что в

волне генерации с необходимостью содержатся те же флуктуации интенсивности, которые присутствуют в волне накачки. На частотном языке флуктуации интенсивности означают появление новых спектральных компонент, имеющих соответствующие отстройки от основной частоты. То есть изначально одночастотный спектр генерации приобретает характерную ширину, пропорциональную ширине спектра накачки. На частотном языке перенос флуктуаций интенсивности соответствует четырехволновому смещению, которое будет рассмотрено далее в параграфе 2.3.

2.2. Статистика флуктуаций амплитуд и фаз различных продольных мод

После определения тех фактов, что продольные моды в длинном волоконном ВКР-лазере, во-первых, существуют, а во-вторых флуктуации интенсивности излучения накачки переносятся в волну генерации, рассмотрим более детально вопрос наличия флуктуаций амплитуд и фаз различных продольных мод между собой и статистики такого рода флуктуаций. Отметим, что вопрос изучения статистических свойств излучения в целом имеет принципиальную важность, так как статистические свойства излучения позволяют ответить на вопрос, осуществляется ли независимая генерация различных продольных мод или присутствуют межмодовые спектральные корреляции. Наличие или отсутствие спектральных корреляций есть одно из проявлений механизмов формирования спектра генерации. К сожалению, в эксперименте невозможно зарегистрировать фазу и амплитуду отдельной продольной моды и, как следствие, изучить вопрос их статистики напрямую. Поэтому первоочередное значение приобретают численные модели генерации в непрерывных волоконных многочастотных лазерах как те инструменты, которые позволяют выявить внутренние свойства излучения, не доступные для прямого экспериментального наблюдения.

С момента первых демонстраций волоконных ВКР-лазеров были предприняты попытки их теоретического описания [279]. Большинство

теоретических рассмотрений основывается на системе уравнений (1.1), которая в общем случае не решается аналитически. В литературе вводятся различные предположения, позволяющие упростить систему уравнений, а также делается упор на численные методы получения решения. Первые модели учитывали генерацию только одной стоксовой волны (сонаправленной с волной накачки) [279, 280], что, очевидно, не соответствует тому, что наблюдается в волоконных ВКР-лазерах с линейным резонатором, однако адекватно для описания кольцевых ВКР-лазеров, в которых действительно совершается односторонняя генерация, если в схеме лазера используются волоконные изоляторы. Позже были проведены расчеты в моделях, в которых учитываются обе волны генерации (со- и противонаправленные волне накачке) [281, 239, 282, 283]. Также была предложена простая аналитическая модель в работе [251], в которой в пределе неистощенной волны накачки рассчитывается мощность и эффективность генерации волоконных ВКР-лазеров с помощью достаточно простых выражений. Кроме прочего, данная модель позволяет сравнить значения эффективности генерации в лазерах, основанных на различных типах волокон, используемых в качестве активной среды.

Так как указанные модели основываются на балансной системе уравнений, то их основной задачей (и внутренним ограничением) является расчет мощностных характеристик волоконных ВКР-лазеров и их оптимизация за счет определения оптимальных длины резонатора и коэффициентов пропускания зеркал для получения наибольшей эффективности преобразования излучения и/или наибольшей выходной мощности.

Для рассмотрения вопросов, связанных с формированием спектра генерации, были предложены различные феноменологические модификации системы балансных уравнений. А именно, в работах [284, 285, 286] учитывается спектральный профиль зеркал резонатора (путем введения соответствующих граничных условий), а расчет, очевидно, проводится в предположении независимой генерации различных продольных мод, которые черпают энергию из одной и той же волны накачки, не конкурируя друг с другом. В работах [54, 287] был проведен феноменологический учет нелинейного взаимодействия различных продольных мод между собой за счет четырех-волнового смешения путем введения доста-

точно произвольных фазовых соотношений между модами.

Однако все указанные выше модели, основанные на системе балансных уравнений, представленных в параграфе 1.2, не описывают должным образом спектральных свойств излучения (феноменологические модификации модели, описанные выше, очевидно, не меняют ситуацию). В то же время хорошо развитым, мощным и доказанно эффективным средством численного моделирования полной динамики комплексной амплитуды излучения в самых разнообразных волоконно-оптических системах является модель на основе обобщенных нелинейных уравнений Шредингера, см., например, [288, 289, 290, 291, 292, 293], которая позволяет описывать эволюцию комплексной амплитуды огибающей электрического поля при распространении данного волнового пакета по оптическому волокну с учетом нелинейности, дисперсии, усиления, спектральных свойств используемых фильтров.

Данная модель, однако, до наших работ не была применена для описания временных и статистических свойств генерации непрерывных частично-когерентных волоконных лазеров (не ограничиваясь ВКР-лазерами как подтипом данного широкого класса лазеров). Действительно, известно лишь об описании статистических свойств генерации непрерывных лазеров на основе рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, [294]. В том, что касается моделей непрерывных волоконных лазеров с большим количеством продольных мод в генерации, то в литературе встречаются противоречивые модели. Опишем основные из них. В работе [295] модель таких лазеров как одночастотных лазеров без флуктуаций интенсивности и фазы, что, очевидно, далеко от реальности, и модель не может адекватно описать излучение многочастотных лазеров с взаимодействующими модами. Авторы работ [296, 297] предполагают, что многочастотное излучение имеет постоянную во времени полную интенсивность, а фазы различных спектральных компонент скоррелированы таким образом, что спектр имеет форму Лоренциана. Экспериментальные данные по форме спектра не позволяют заключить, что спектр реальных частично-когерентных непрерывных волоконных лазеров имеет форму Лоренциана. Кроме того, пренебрежение флуктуациями полной интенсивности выглядит необоснованным. В работах [56, 298] развива-

ется модель многочастотного излучения, в котором амплитуды различных спектральных компонент фиксированы, а фазы δ -коррелированы, то есть моды являются не независимыми. Прямые экспериментальные наблюдения не позволяют ответить на вопрос, имеют ли моды фиксированную амплитуду, однако авторы указанных работ указывают, что результаты их расчетов зависят от параметров использованных численных сеток, что не позволяет доверять результатам их вычислений. В то же время известно, что различные начальные данные могут приводить к реализации различных конечных состояний, как это было показано в работе [290, 298] по генерации супер-континууме, а также недавней известной работе по измерению спектров модуляционной неустойчивости в режиме реального времени, [58]. Таким образом, физические предпосылки наличия различий результатов численного моделирования от реализации к реализации имеются.

В данном параграфе мы опишем результат расчета статистических свойств излучения частично-когерентного непрерывного волоконного ВКР-лазера в модели связанных обобщенных нелинейных уравнений Шредингера, которая не содержит предположений, противоречащих с установленными экспериментальными фактами. Модель в применении к волоконному ВКР-лазеру развита С. Смирновым. Мы используем систему связанных обобщенных нелинейных уравнений Шредингера [299]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_p}{\partial z} - \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial E_p}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 E_p}{\partial t^2} + \frac{\alpha_p}{2} E_p = \\ = i\gamma_p |E_p|^2 E_p - \frac{g_R(\Omega)}{2} \frac{\lambda_s}{\lambda_p} (\langle |E^\pm|^2 \rangle + \langle |E^\mp|^2 \rangle) E_p, \\ \frac{\partial E^\pm}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 E^\pm}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} E^\pm = i\gamma |E^\pm|^2 E^\pm + \frac{g_R(\Omega)}{2} \langle |E_p|^2 \rangle E^\pm. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь E есть комплексная амплитуда огибающей электрического поля для волны генерации, t есть время в системе отсчёта, сопутствующей волне накачки, v_{gs} есть разница обратных групповых скоростей волны накачки и стоксовой волны генерации, Ω есть отстройка частоты от центра профиля усиления, β_2 , α , γ и g_R есть дисперсия, линейное поглощение, керровская нелинейность и коэффициент ВКР-усиления, соответственно. ВКР-усиление задается оператором $g_R(\Omega)$, определенным в частотном пространстве. Индекс p нумерует волну накачки, индекс s

соответствует волне генерации. Индексы “+” и “-” нумеруют волны генерации, со- и противонаправленные распространению волны накачки. Здесь мы определяем пространственную координату z как $z = 0$ при стартовой точки распространения волны генерации в начале каждого полупрохода резонатора (либо для волны E^+ , либо для волны E^-) и как $z = L$ в конце каждого полупрохода распространения. Иными словами волны генерации с индексами “+” и “-” каждый раз распространяются вдоль положительного направления оси z . В то же время, значение координаты распространения z для со-направленной волны E^+ соответствует значению координаты распространения $L - z$ для противонаправленной волны E^- и наоборот. Интенсивность противонаправленной компоненты входит лишь в виде среднего значения, что не влияет на основные выводы, однако может изменять количественные вероятности нахождения редких интенсивных событий в моделируемом излучении.

Уравнения 2.1 усреднены по z по масштабу длины, соответствующему дисперсионному разбеганию волны накачки и волны генерации, таким образом эффект фазовой кросс-модуляции не принимался во внимание [300]. В качестве начальных данных использовался белый шум со спектральной плотностью один фотон на моду, что, как было показано в работе [301], соответствует спонтанному ВКР-рассеянию. Спектральный профиль ВКР-усиления предполагался не зависящим от частоты излучения, так как типичная ширина функции ВКР-усиления (порядка 10 нм) много больше типичной ширины спектрального профиля волоконных решеток и, что более важно, типичных ширин спектра генерируемого излучения. Уравнения 2.1 интегрировались по координате распространения z с помощью итерационной процедуры. Генерация выходит на квазистационар после типичной величины в $10^2 - 10^4$ обходов резонатора.

В наших численных расчетах мы использовали достаточно ограниченное число различных спектральных компонент (обычно 2^{14}), так как не представляется возможным моделировать реальное значение — до 10^6 в турбулентном режиме — ввиду ограниченности вычислительных ресурсов. Ширина временного окна, использованного в численном моделировании, также была конечной и была много меньше соответствующего времени обхода резонатора. Предполагались циклические граничные

условия на временном окне. Результаты расчета не зависят от количества используемых в расчете продольных мод, что было проверено в диапазоне $2^{12} - 2^{16}$. Мы не включали в рассмотрение эффект фазовой кросс-модуляции между волной накачки и волной генерации, который, однако, не влияет на генерационные свойства (кроме свойств около порога ввиду переноса флуктуаций из волны накачки в волну генерации). Этот факт отдельно тщательным образом проверялся, однако описание данных проверок выходит за пределы данной диссертации, см. наши [198, 300] работы для деталей.

Остановимся подробно на результатах моделирования. Во-первых, мы обнаружили, что в согласии с изложенными в главе 1 экспериментальными данными, мощность генерации является сильно чувствительной к спектральным свойствам волоконных брэгговских решёток, используемых в качестве зеркал резонатора. Поэтому в своих расчётах мы использовали экспериментально измеренные профили решёток, Рис. 2.4. Спектральные профили различных зеркал, образующих резонатор лазера, имеют значительные спектральные рипплы, имеют разные ширины спектра отражения (0.7 нм и 1 нм), а также имеют максимумы спектра отражения, расположенные на различных длинах волн, отличающихся друг от друга на величину около 0.5 нм, Рис. 2.4. В расчётах использовались следующие экспериментально определённые коэффициенты для волокна, составляющего резонатор лазера: $\alpha_p = 0.5 \text{ (км)}^{-1}$, $\alpha = 0.83 \text{ км}^{-1}$ (потери включали в себя точечные потери на сварках отрезков оптических волокон, соответствующим образом перераспределённые по длине волокна), $\beta_{2p} = 17.9 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\beta_2 = 7.17 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\gamma = 3 \text{ (км}\cdot\text{Вт)}^{-1}$, $g_R = 1.3 \text{ (км}\cdot\text{Вт)}^{-1}$. Длина лазера составляла величину $L = 370$ метров.

Хотя наш основной интерес заключается во внутренних статистических свойствах излучения, для начала мы должны провести сравнение базисных мощностных характеристик, таких как мощность генерации, в теории и проводимых вычислениях, что позволит нам дополнительно верифицировать нашу модель. Действительно, экспериментально измеренная мощность генерации находится в отличном согласии с результатами моделирования, Рис. 2.5. Мощность генерации была определена как полная внутрирезонаторная мощность излучения внутри резонатора в точ-

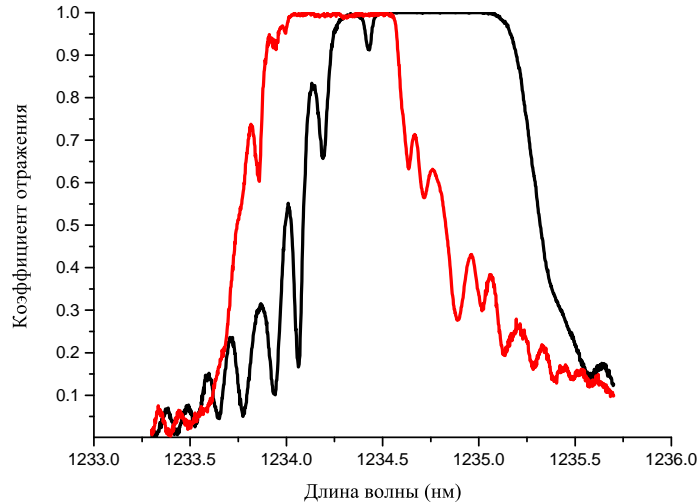


Рис. 2.4. Экспериментально измеренный профиль волоконных зеркал, использованный в расчетах. Показаны спектральные профили двух зеркал, образующих резонатор лазера.

ке, близкой в выходному зеркалу. Мощность есть сумма мощностей двух противонаправленных волн генерации. Отметим, что численная модель также позволяет рассчитывать пространственное распределение мощности вдоль резонатора лазера.

Следующим шагом является вычисление спектра излучения. Для адекватного сравнения результатов расчета и эксперимента, надо отметить, что в экспериментах оптический спектр измеряется относительно медленным образом — время измерения составляет доли секунды, что много больше типичного времени обхода резонатора (микросекунды). При этом нелинейная длина в нашем случае при типичной мощности генерации 1 Вт составляет величину $L_{NL} = 1/(\gamma I) = 0.3$ км, то есть порядка или меньше (для более высоких мощностей) времени обхода резонатора. Таким образом, время измерения спектра в эксперименте составляет величину много большую, чем типичное время эволюции спектра за счет нелинейности. То есть измеряемый спектр оказывается сильно усреднён. Далее, разрешение стандартных анализаторов оптического спектра, использованных в эксперименте, составляло величину 0.02 нм. В данном спектральном диапазоне в зависимости от длины резонатора и частоты излучения находится порядка 10^4 различных продольных мод.

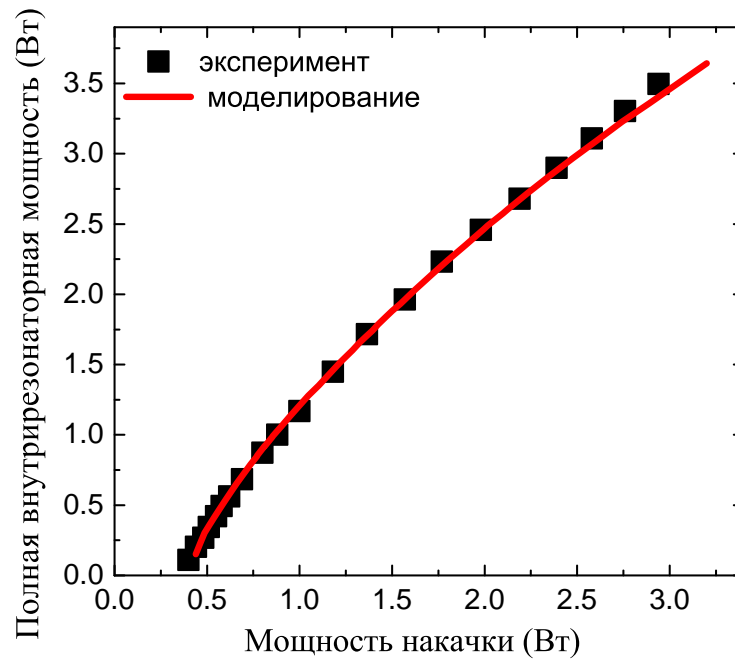


Рис. 2.5. Полная внутрирезонаторная мощность генерации: точки — результаты эксперимента, линия — результаты численного расчёта с помощью системы уравнений (2.1).

Поэтому экспериментально измеренный спектр оказывается усреднённой величиной и по различным продольным модам. Поэтому для адекватного сравнения с экспериментом, рассчитанный спектр усреднялся по многим проходам резонатора (в данном случае, по 400 полным проходам) и по спектральному диапазону 0.01 нм. Спектр рассчитывался подобным образом определяемому в данном эксперименте, а именно как суммарный спектр излучения обоих противоположно направленных компонент генерации, определённый внутри резонатора недалеко от выходного зеркала лазера. Результаты расчёта хорошо согласуются с результатами экспериментальных измерений, Рис. 2.6. Наблюдаемые отличия могут быть объяснены тем фактом, что форма генерируемого спектра, как показывают наши расчёты, достаточно чувствительно к значениям дисперсии и нелинейности, однако они были определены в эксперименте с точностью не лучше, чем 15%. Варьирование данных коэффициентов в пределах 15% сохраняет хорошее согласие для генерируемой мощности, но приводит к изменению форму генерируемого спектра.

Отметим следующий факт. Излучение лазера накачки (непрерывного волоконного иттербиевого лазера), как известно, обладает существенны-

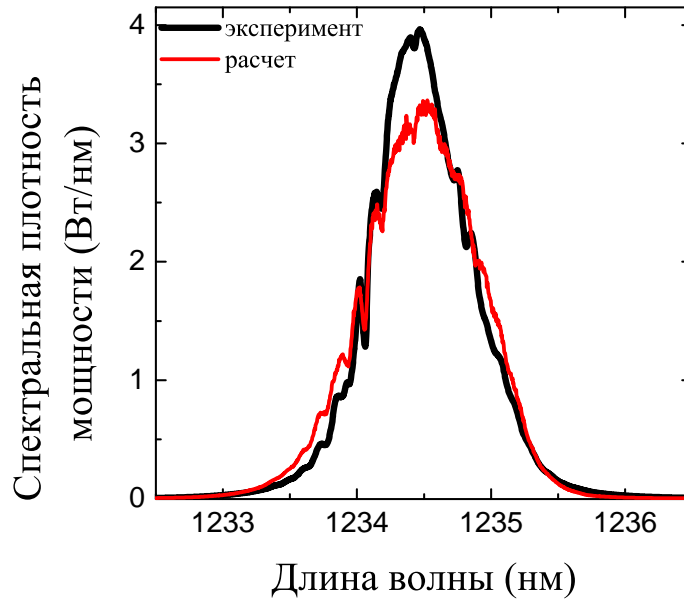


Рис. 2.6. Полный внутри-резонаторный спектр излучения: чёрная линия — результаты эксперимента, красная линия — результаты численного расчёта с помощью системы уравнений (2.1).

ми флуктуациями интенсивности [275]. Выше мы видели, что данные флуктуации могут переноситься в излучение генерации, см. параграф 1.3. При этом механизмом такого переноса является взаимодействие волны генерации и волны накачки за счет фазовой кросс-модуляции. Имеются указания, что данный механизм эффективен лишь у порога генерации, см. параграф 1.3. В нашем численном моделировании мы установили, что высоко над порогом наличие эффекта фазовой кросс-модуляции не влияет ни на мощность генерации, ни на форму спектра генерации. Действительно, выполняется следующее соотношение между нелинейно длинной и дисперсионной длиной (связанной с разбеганием волн накачки и генерации за счет разницы групповых скоростей), $L_\omega \ll L_{NL}$. Это позволяет провести усреднение уравнений по масштабу длины, много большему дисперсионной длины, и много меньшему нелинейной длины. Таким образом, фазовая кросс-модуляция ведет лишь к набегу фаз, что не проявляется в уширении спектра. Это является обоснованием того, что соответствующее слагаемое не было удержано в системе уравнений 2.1.

Перейдем к рассмотрению неусредненного спектра генерации, показанного на Рис. 2.7. Как видно из рисунка, неусреднённый спектр (рас-

считанный без усреднения по многим обходам резонатора и без усреднения по спектральному диапазону 0.02 нм) имеет шумовую структуру. То есть интенсивности различных соседних продольных мод сильно разнятся и могут многократно отличаться от той средней интенсивности, которая наблюдается при большом времени усреднения (как в большую, так и в меньшую сторону). Построение аналогичного неусреднённого спектра генерации на следующем проходе резонатора лазера даст аналогичную картину, но с другими значениями интенсивностей различных продольных мод. Это позволяет нам предположить, что интенсивности различных продольных мод сильно флуктуируют в процессе генерации.

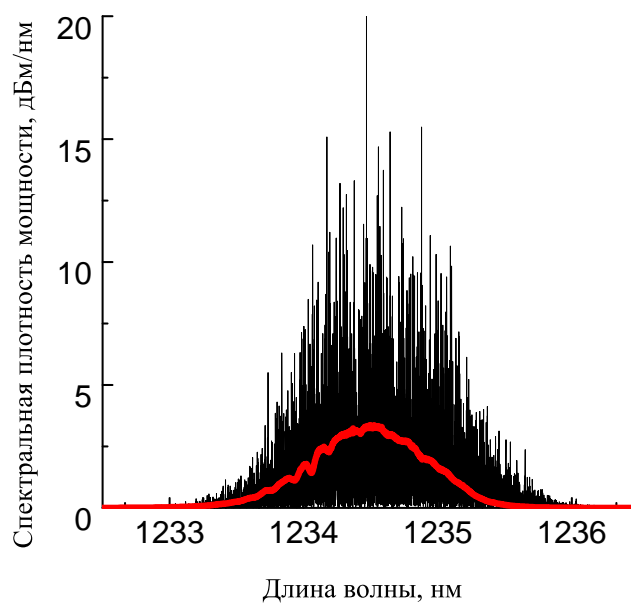


Рис. 2.7. Рассчитанный неусредненный (черная кривая) и усреднённый спектр генерации.

Для подтверждения этого факта мы выбираем заданную спектральную компоненту и рассчитываем статистику флуктуаций ее амплитуды и фазы. Результат приведен на Рис. 2.8 (для интенсивности моды). Расчет произведен для мощности генерации 3.5 Вт для моды, расположенной по центру спектра генерации. Примечательным является два факта. Во-первых, действительно амплитуда отдельной моды сильно флуктуирует, как видно из приведенной функции распределений и ее ширины. Во-вторых, статистика таких флуктуаций является гауссовой, что результируется в экспоненциальной статистике флуктуаций амплитуды. При

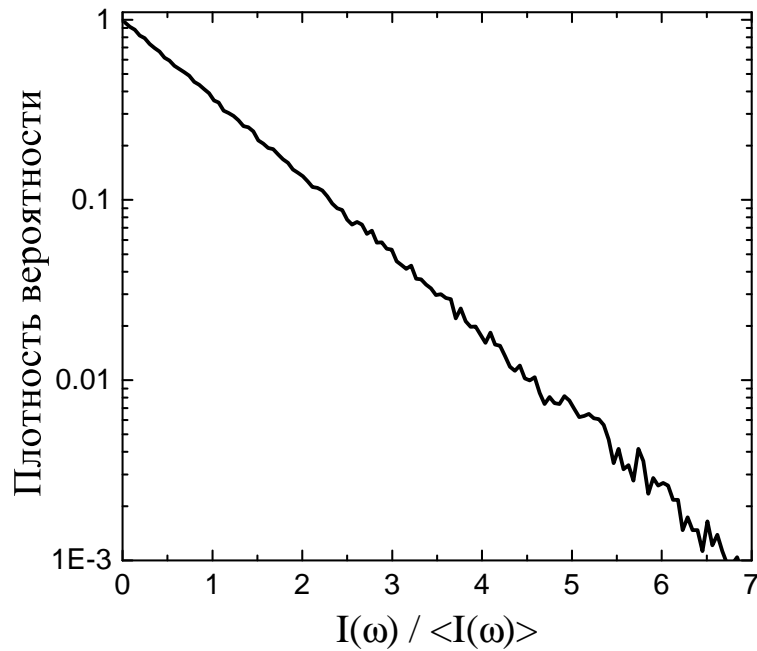


Рис. 2.8. Статистика флуктуаций интенсивности заданной продольной моды.

этом наиболее вероятное значение интенсивности оказывается равным нулю, а вероятность иметь интенсивность данной моды в 4 раза превышающей среднюю интенсивность, оказывается больше 1%. Таким образом, амплитуды различных продольных мод не могут рассматриваться как постоянные в отличие от предположений феноменологических моделей [295, 296, 297, 290, 298]. Рассмотрим статистику распределения фаз, Рис. 2.9. Фазы распределены равномерно. Отметим, что аналогичная картина с точностью до деталей наблюдается для самых различных мод, расположенных как в центре спектра генерации лазера (имеющих большую среднюю интенсивность и сохраняющихся в резонаторе на протяжении многих его обходов ввиду того, что они лежат при тех частотах, на которых зеркала резонатора имеют практически единичный коэффициент отражения), так и на его далеких спектральных крыльях (с низкой средней интенсивностью, генерируемых за один проход волокна резонатора лазера, так как данные моды лежат на тех частотах, на которых волоконные зеркала имеют практически единичный коэффициент пропускания).

Наконец, мы можем рассчитать полную временную динамику излучения непрерывного волоконного ВКР-лазера, Рис. 2.10. В согласии с экспериментальными данными, см. параграф 1.4, рассчитанная временная

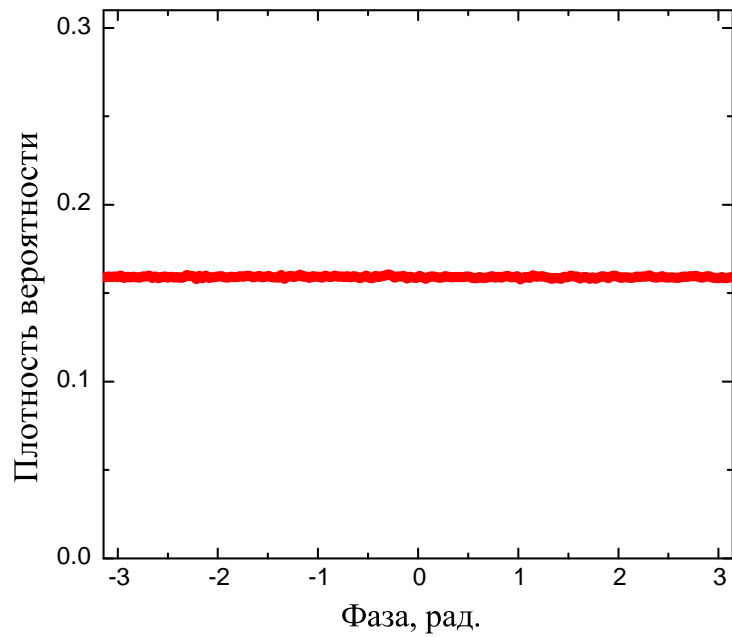


Рис. 2.9. Статистика флуктуаций фазы фиксированной продольной моды.

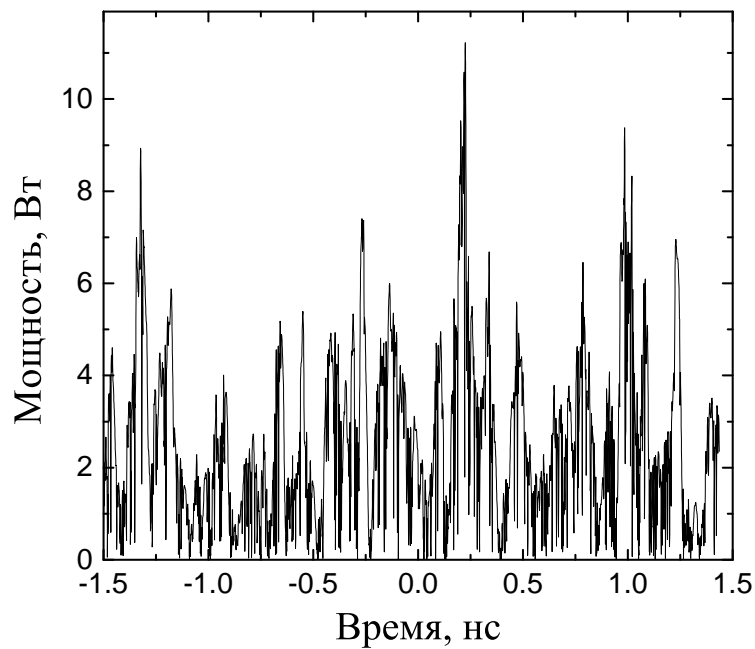


Рис. 2.10. Рассчитанная временная динамика излучения непрерывного волоконного ВКР-лазера.

динамика имеет стохастическую природу.

Таким образом, в данном параграфе были рассмотрены и определены основные статистические свойства излучения волоконных ВКР-лазеров и было показано, что различные продольные моды в спектре генера-

ции непрерывного волоконного ВКР-лазера флуктуируют, а статистика флуктуаций их амплитуд является гауссовой. При этом полная интенсивность излучения также испытывает сильные флуктуации, обуславливающие ее стохастический характер. Отметим, что в дальнейшем в литературе были опубликованы экспериментальные и дополнительные численные подтверждения приведённым в данном параграфе фактам, см. [89, 302, 303].

2.3. Формирование спектра генерации волоконного ВКР-лазера

Как мы видели из предыдущих параграфов, вопрос, за счет каких механизмов формируется спектр генерации волоконного ВКР-лазера, как происходит его уширение и какой форма его спектра генерации является открытым. В целом, не вызывает сомнения, что ввиду больших интенсивностей волны накачки и волны генерации, а также достаточной длины резонатора лазера, спектр должен формироваться под влиянием некоторых нелинейных эффектов. Как было показано в нашей работе [304] процессы вынужденного рассеяния Манделъштама-Бриллюэна не являются важными в волоконных ВКР-лазерах. Однако в литературе встречаются разрозненные указания на влияние процессов четырех-волнового смешения различных продольных мод между собой на генерационные свойства волоконных ВКР-лазеров [33, 277, 305, 306] и волоконных эрбиевых лазеров [307]. Более того, в работе [55] указывается, что процессы взаимодействия различных мод должны определять спектр генерации волоконного ВКР-лазера, так как генерация наблюдается на частотах, на которых генерация должна быть подавлена исходя из простого рассмотрения в модели баланса усиления и потерь без учета взаимодействия между различными модами. Экспериментальных и теоретических попыток рассмотреть вопросы формирования и уширения спектра генерации волоконного ВКР-лазера долгое время не было предпринято ввиду сложности проблемы. Лишь в работе [54] докладывается о полу-эмпирической феноменологической модели четырех-волнового взаимодействия различ-

ных мод между собой для описания спектра генерации волоконного ВКР-лазера. При этом феноменологическим образом вводились некоторые искусственные фазовые соотношения между различными модами, что не было никак подтверждено.

В данном параграфе мы проводим детальное исследование механизмов формирования и уширения спектра генерации волоконных ВКР-лазеров и определяем форму спектра генерации, а также закон изменения ширины спектра с ростом мощности.

Опишем детали эксперимента по изучению формы линии генерации волоконного ВКР-лазера, закона его уширения с ростом мощности генерации и установлению механизмов формирования спектра. Эксперименты проводились на следующей экспериментальной установке. Одностадийный волоконный ВКР-лазер был собран на основе фосфосиликатного волокна [308], Рис. 2.11. В качестве источника накачки использовался волоконный иттербиевый лазер, излучающий на длине волны 1.06 мкм. Резонатор лазера был образован фосфосиликатным волокном длиной $L = 370$ метров и двумя высокоотражающими брэгговскими решетками, с коэффициентами отражения в максимуме их спектральных профилей $R_1 \simeq R_2 > 99\%$. В данном резонаторе осуществлялась генерация первой стоксовой компоненты на длине волны 1234 нм. Эффективные потери на волоконных зеркалах, $\delta = -\ln(R_1 R_2)$, были вызваны конечной шириной спектрального профиля зеркал и ненулевым пропусканием данных зеркал при больших отстройках от их центра. Профиль эффективных потерь приведен на Рис. 2.12.

В данном эксперименте мы исследуем в первую очередь внутррезонаторные характеристики, так как форма выходного спектра сильно искажена спектральной функцией пропускания волоконного зеркала, см. параграф 1.1. Внутррезонаторные характеристики измерялись с помощью специально изготовленного внутррезонаторного неселективного ответвителя с коэффициентом деления 5 : 95 на длине волны 1.234 мкм, помещенного около выходного зеркала. Проводились измерения внутррезонаторного спектра и мощности для обеих волн генерации, распространяющихся в обоих направлениях по резонатору. Далее везде приводятся полная мощность и полный спектр суммы данных двух компонент.

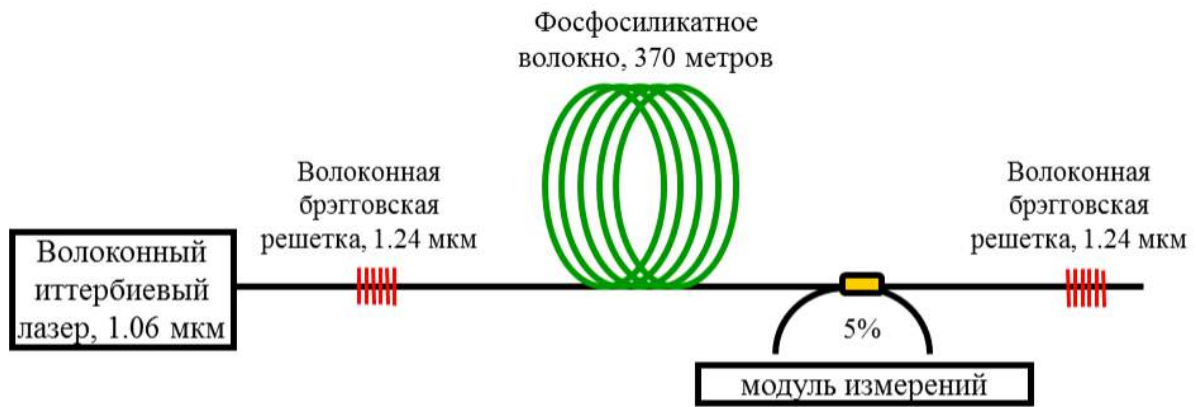


Рис. 2.11. Схема экспериментальной установки по изучению формирования спектра волоконного ВКР-лазера.

Полная внутриволноводная мощность волны генерации зависит почти линейно от входной мощности накачки P_0 , Рис. 2.13, и становилась сравнимой с мощностью накачки при больших мощностях накачки.

Около порога генерации спектр стоксовой компоненты достаточно узкий и состоит из нескольких спектральных пиков, Рис. 2.14а, нижняя кривая, соответствующий максимуму коэффициентов отражений волоконных зеркал. С ростом мощности происходит быстрое уширение спектра, Рис. 2.14а. Форма спектра при этом является колоколообразной, зашумленной различными пиками, обусловленными локальными максимумами пропускания функции эффективных потерь волоконных решеток. Отметим, что спектр имеет характерные экспоненциальные крылья, Рис. 2.14б, простирающиеся далеко за пределы тех длин волн, на которых имеется какое-либо существенное отражение на волоконных зеркалах.

Также была измерена функция зависимости ширины спектра от мощности генерации. Полная ширина спектра (на полувысоте) остается практически постоянной до уровня мощности $\text{power} \sim 0.5 \text{ Вт}$ и составляет величину $\sim 0.2 \text{ нм}$, Рис. 2.15а. В то же время, ширина каждого пика достаточно мала (составляет величину около 0.08 нм) и растет с ростом мощности генерации. На Рис. 2.15а ширина левого пика в области малых мощностей отмечена квадратами. Различные спектральные пики сливаются при мощности генерации более 0.5 Вт , таким образом при мощности больше данного значения спектр может характеризоваться единствен-

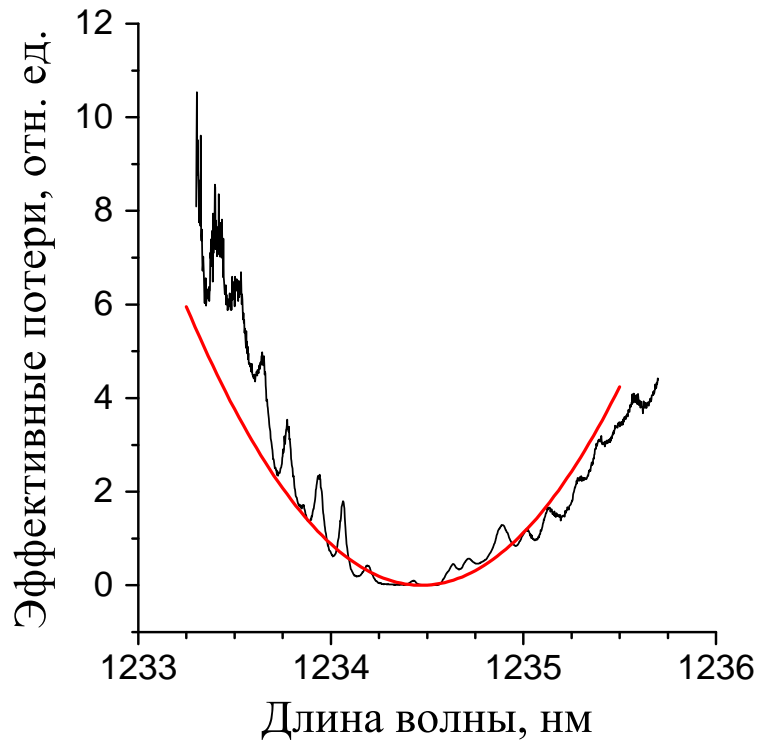


Рис. 2.12. Эффективные потери на волоконных зеркалах, формирующих резонатор лазера: экспериментальные данные (черная кривая) и параболическая аппроксимация (красная кривая).

ным значением ширины.

При высоких мощностях генерации наблюдается сильное уширение внутри-резонаторного спектра генерации, который имеет достаточно гладкую форму с практически экспоненциальными крыльями, Рис. 2.16b-d. Однако, в спектре наблюдаются остаточные пики, соотносимые с пиками на профиле полных потерь на лазерных зеркалах, Рис. 2.12. С ростом мощности данные второстепенные пики меняют форму общего спектра и приводят, в частности, к скачкам в зависимости ширины спектра генерации от мощности, Рис. 2.15a. Спектральная плотность мощности, определенная в максимуме спектра, быстро растет у порога генерации и плавно насыщается высоко над порогом, Рис. 2.15b.

Для объяснения наблюдаемого спектрального уширения в волоконном ВКР-лазере были применены методы слабой волновой турбулентности [59]. Действительно, оказывается возможным применить подходы слабой волновой турбулентности для описания процессов нелинейного

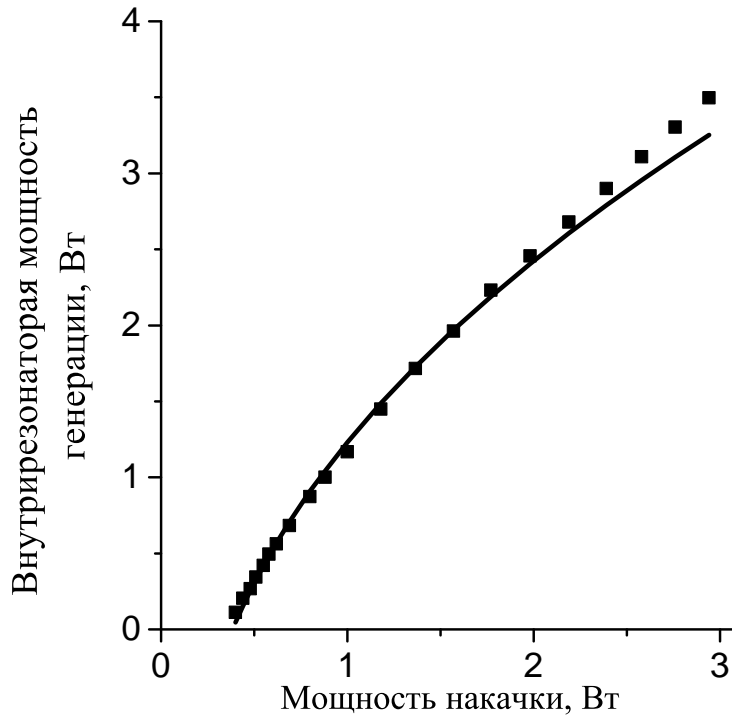


Рис. 2.13. Измеренная (квадраты) и рассчитанная (сплошная кривая) по формулам (2.28),(2.29) полная внутррезонаторная мощность генерации.

взаимодействия различных продольных мод ввиду их очень большого количества (до 10^6 в данном эксперименте), а также того факта, что их фазы и амплитуды стохастизованы в процессе генерации в достаточно длинном резонаторе. Кроме указанных в параграфе 2.2 подтверждений этому из результатов численного моделирования, имеются и экспериментальные указания на процессы стохастизации. Действительно, в параграфе 2.1 представлены результаты измерения радиочастотного спектра биений волны генерации. Было найдено, что ширина D пика межмодовых биений имеет величину порядка расстоянию между различными продольными модами Δ , а также наблюдается рост ширины пиков межмодовых биений с ростом мощности накачки. Данное поведение соответствует наличию сильных механизмов дефазировки продольных мод в процессе их генерации. Эти факты позволяют нам провести усреднение по большому числу ($\sim 10^4$) различных продольных мод в процессе вывода волнового кинетического уравнения, описывающего форму спектра генерации. Отметим, что экспериментально измеренные спектры генера-

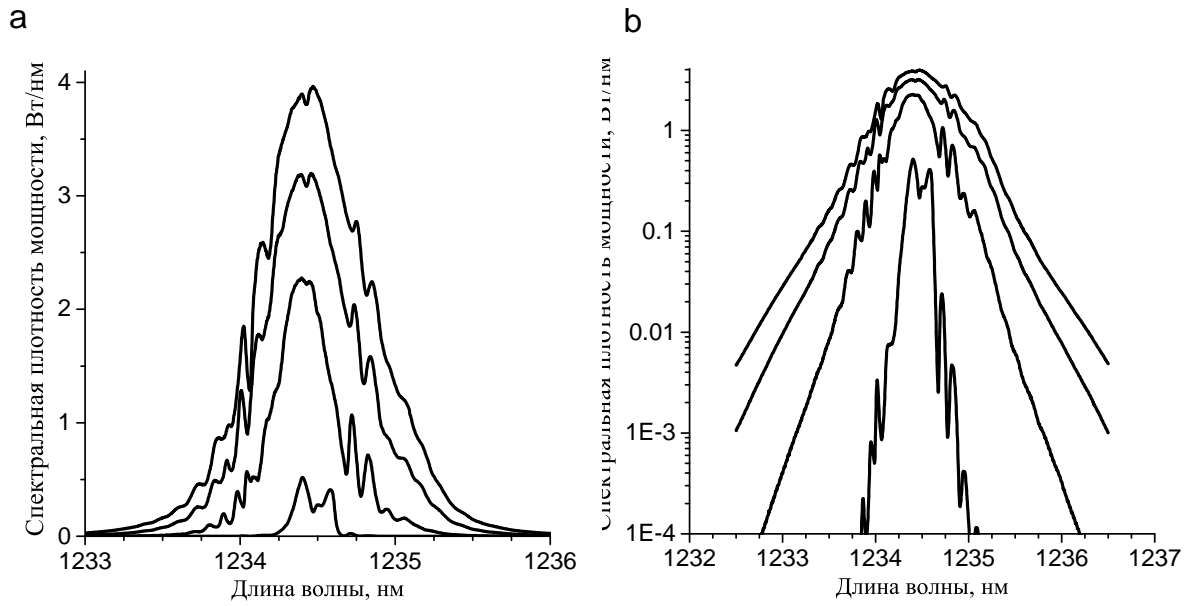


Рис. 2.14. Форма спектра генерации волоконного ВКР-лазера, измеренная при различных мощностях накачки: 0.4 Вт, 1 Вт, 2 Вт, 3 Вт. (а) линейный масштаб (б) логарифмический масштаб.

ции (при использовании стандартного анализатора оптического спектра) также оказываются усреднены по $\sim 10^4$ различным продольным модам, лежащим внутри спектрального разрешения анализатора спектра, составляющего величину ~ 0.01 нм. Также укажем, что при высокой мощности генерации мы пренебрегаем для простоты влиянием волны накачки на волну генерации, вызванное четырех-волновым смешением продольных мод волны накачки и генерации между собой, то есть пренебрегаем учетом влияния флуктуаций в волне накачки. Учет данного механизма будет проведен в конце параграфа.

Опишем подробно вывод волнового кинетического уравнения (теория был построена Е. Подивиловым). Комплексная амплитуда электромагнитного поля волны генерации, E , в резонаторе длины L может быть представлена как сумма распространяющихся в противоположном направлении волн генерации:

$$E(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(E^+(z, t) e^{ik(ct-z)} + E^-(z, t) e^{ik(ct+z)} \right) + c.c.,$$

где амплитуды нормированы на среднюю полную внутрирезонаторную мощность генерации $I(z, t) = |E^2(z, t)|$, а $I^\pm(z, t) = |E^\pm(z, t)|^2$ обозначают мощность волн, распространяющихся в прямом (по отношению к

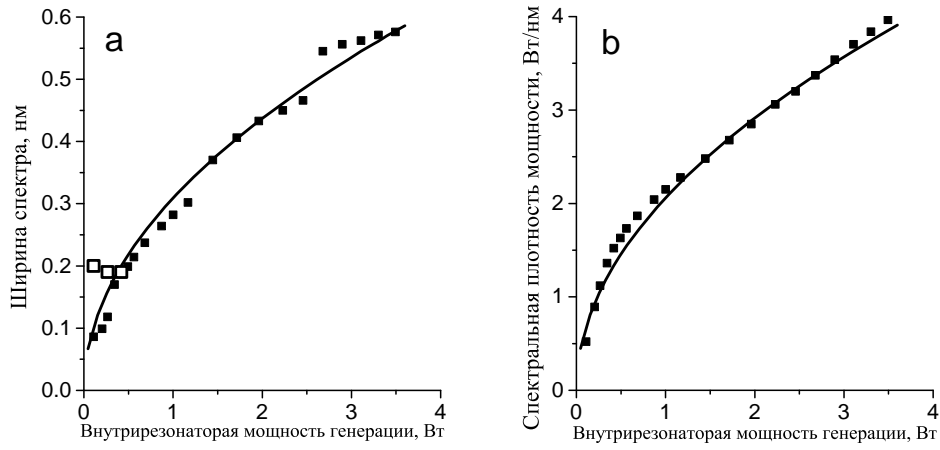


Рис. 2.15. (а) Полная ширина внутрирезонаторного спектра генерации на уровне $1/\cosh(1) = 0.648$ в зависимости от мощности генерации. (б) Величина спектральной плотности мощности (в максимуме) в зависимости от мощности генерации. Экспериментальные данные показаны квадратами, результаты расчетов по формулам (2.26),(2.27) показаны кривыми.

направлению волны накачки, сонаправленной с направлением оси z), $\lambda_0 = 2\pi n_0/k$ есть длина волны, на которой суммарный профиль отражения волоконных зеркал имеет максимум, c есть скорость света в волокне (уточним, что в данном параграфе скорость света определяется как скорость света в среде (с учётом показателя преломления n), а не в вакууме). Изменения амплитуд прямой и обратной волн E^\pm удовлетворяют уравнению, включающему в себя дисперсию и нелинейный набег фаз за счет четырехволнового смешения различных продольных мод между собой, см. [309]:

$$\left(\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \pm \frac{d}{dz}\right) E^\pm(z, t) = \left(\frac{g_R P(z) - \alpha}{2}\right) E^\pm(z, t) - \frac{i}{2} \gamma \left[I^\pm(z, t) + 2I^\mp(z, t) \right] E^\pm(z, t) + i\beta \frac{d^2 E^\pm(z, t)}{dt^2}, \quad (2.2)$$

где $P(z)$ есть средняя (по времени) мощность волны накачки, g_R есть коэффициент ВКР-усиления, α — коэффициент линейных потерь, γ — коэффициент керровской нелинейности, $\beta = (1/2)dc^{-1}/d\omega$ есть дисперсионный коэффициент. Отметим, что дисперсионный коэффициент β , определенный в данном параграфе, а также используемый в следующем параграфе, отличается от общепринятого дисперсионного коэффициента β_2 , введенного в параграфе 2.2, а именно коэффициент β в два раза

меньше стандартно определенного, т.е. $\beta = \beta_2/2$. Также в данном и следующем параграфе используется нестандартное определение коэффициента керровской нелинейности γ , который, напротив, в два раза больше стандартно определенного коэффициента.

Так как исследуемый ВКР-лазер имеет резонатор высокой добротности, образованный плотными зеркалами с высокими коэффициентами отражения, волну генерации можно представить как сумму различных продольных мод:

$$E^\pm(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n E_n(t) \exp\left(in\Delta t \mp i\kappa zn\right) \exp(-i\nu_n t). \quad (2.3)$$

где обозначение $\Delta = 2\pi/T_{RT}$ используется для разницы частот между соседними продольными модами, время обхода резонатора обозначается через $T_{RT} = 2L/c$. Малый сдвиг частоты, возникающий из-за дисперсионного и нелинейного набега фаз, есть $\nu_n = \beta c(n\Delta)^2 + \gamma I$. Наконец $\kappa = \pi/L$. Использовался фактор $1/\sqrt{2}$ для нормировки полной мощности в n -ой продольной моде, $I_n = |E_n|^2 = I_n^+ + I_n^-$.

Выпишем теперь обобщенное нелинейное уравнение Шредингера (2.2) в терминах амплитуд E_n для n -ой продольной моды, определенных в выражении (2.3):

$$\begin{aligned} T_{RT} \frac{dE_n}{dt} - \frac{1}{2}(g - \delta_n)E_n(t) = \\ = -\frac{i}{2}\gamma L \sum_{l \neq 0} E_{n-l}(t) \sum_{m \neq 0} E_{n-m}(t) E_{n-m-l}^*(t) \exp(2i\beta ml\Delta^2 ct), \end{aligned} \quad (2.4)$$

где введены эффективные потери на волоконных зеркалах, определенные для n -ой продольной моды, генерируемой на частоте, отстроенной от центра спектральной функции пропускания зеркал на величину $\Omega_n = n\Delta$, в следующем виде:

$$\delta_n = -\ln [R_1(\Omega_n)R_2(\Omega_n)].$$

Интегральное (за обход резонатора) усиление волны генерации, g , зависит от усредненной (по длине резонатора) мощности волны накачки \bar{P} как

$$g = 2g_R \bar{P} L - 2\alpha L. \quad (2.5)$$

Средняя мощность волны накачки \bar{P} определена следующим выражением:

$$\bar{P} = P_0 \frac{1 - \exp\left(-2\alpha_p L - 2\frac{\lambda}{\lambda_p} g_R L I\right)}{\left(\alpha_p + \frac{\lambda}{\lambda_p} g_R I\right) L}, \quad (2.6)$$

где P_0 есть входная мощность накачки, α_p есть коэффициент линейных потерь для волны накачки в волокне, λ_p и λ есть длины волн накачки и генерации соответственно. Слагаемые с индексами $l = 0$ и $m = 0$ в уравнении (2.4) дают сдвиг фазы по отношению к огибающей (средний нелинейный набег фаз) и, следовательно, не приводит к спектральному уширению. Процесс четырех-волнового смещения между противоположно направленными волнами ведет к возникновению слагаемых, осциллирующих на удвоенных частотах биений $2l\Delta$. Тем самым образом их можно не учитывать, так как они нерезонансны при $l \neq 0$.

В правой части уравнения (2.4) в случае лазера длиной 370 метров со спектром шириной порядка 1 нм содержится $\sim 10^{12}$ различных слагаемых со случайными амплитудами и фазами, что ведет к стохастической (турбулентной) эволюции амплитуд и фаз моды E_n . Очевидно, что основываясь на данном уравнении не возможно динамическим образом описать эволюции амплитуд продольных мод ни аналитически, ни численно. Однако возможно статистическое описание. С этой целью мы выведем и решим волновое кинетическое уравнение на спектр генерации лазера. Для этого мы воспользуемся методом усреднения и расщепления корреляционных функций, [59], хорошо развитым и широко применяемым для описания волновой турбулентности акустических волн, волн на поверхности жидкости, спиновых волн, волн в плазме и т.д.

Приведем необходимые выкладки.

Умножая уравнение (2.4) на E_n^* и беря реальную часть, можно получить уравнение, описывающее как изменяется мощность n -ой продольной моды волны генерации:

$$\begin{aligned} T_{RT} \frac{dI_n}{dt} - (g - \delta_n) I_n(t) = \\ - \text{Re} \left[i\gamma L \sum_{l \neq 0, m \neq 0} E_{n-l}(t) E_{n-m}(t) E_{n-m-l}^*(t) E_n^*(t) \times \right. \\ \left. \times \exp(2i\beta m l \Delta^2 c t) \right]. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Предположим, что фазы различных продольных мод некоррелированы. Как мы видели из параграфа 2.2, это является полностью обоснованным предположением. В этом случае при усреднении правой части уравнения 2.7 будет ноль за счет случайной разности фаз. Для того, чтобы учесть корреляции фаз, вносимые процессами четырех-волнового взаимодействия, рассчитаем поправку к амплитуде E_n , интегрируя правую часть уравнения (2.4):

$$\delta E_n(t) = \frac{-i\gamma L}{2} \times \int_{-\infty}^t \sum_{l' \neq 0, m' \neq 0} E_{n-l'}(t') E_{n-m'}(t') E_{n-m'-l'}^*(t') \exp(2i\beta m' l' \Delta^2 ct') \frac{dt'}{T_{RT}}. \quad (2.8)$$

Следующим шагом необходимо подставить полученную поправку, заменив индекс n на $n - l$, вместо поля E_{n-l} в правую часть уравнения 2.7, затем вместо поля E_{n-m} и т.д. В результате мы имеем суммы четырех слагаемых, которые мы усредним по $\sim 10^4$ спектральным компонентам около частоты $\Omega = n\Delta$. В результате можно получить волновое кинетическое уравнение, описывающее форму спектра волны генерации $I(\Omega) = \langle I_n \rangle / \Delta$:

$$T_{RT} \frac{dI(\Omega)}{dt} = [g - \delta(\Omega)] I(\Omega) + S_{F\mathbf{w}\mathbf{M}}(\Omega) = 0, \quad (2.9)$$

где слагаемые, вызванные четырех-волновым смешением, определены как

$$S_{F\mathbf{w}\mathbf{M}}(\Omega) = -\delta_{\mathbf{M}L} I(\Omega) + (\gamma L)^2 \int \frac{I(\Omega - \Omega_1) I(\Omega - \Omega_2) I(\Omega - \Omega_1 - \Omega_2)}{(3T_{RT}/\tau_{corr}) \cdot [1 + (4\tau_{corr} L \beta / 3T_{RT})^2 \Omega_1^2 \Omega_2^2]} d\Omega_1 d\Omega_2, \quad (2.10)$$

а нелинейные потери, $\delta_{\mathbf{M}L}$, индуцированные четырехволновым смешением, определяются как

$$\delta_{\mathbf{M}L} = (\gamma L)^2 \times \int \frac{[I(\Omega - \Omega_1) + I(\Omega - \Omega_2)]}{(3T_{RT}/\tau_{corr}) \cdot [1 + (4\tau_{corr} L \beta / 3T_{RT})^2 \Omega_1^2 \Omega_2^2]} \times [I(\Omega - \Omega_1 - \Omega_2) - I(\Omega - \Omega_1) I(\Omega - \Omega_2)] d\Omega_1 d\Omega_2, \quad (2.11)$$

Здесь мы предполагаем экспоненциальное спадание корреляционной функции, то есть $\langle E_l(t)E_l^*(t') \rangle = I_l e^{-|t-t'|/\tau_{corr}}$, где время корреляции обозначается как τ_{corr} . Мы предположили гауссову статистику флуктуаций амплитуды продольной моды $E_n(t)$. Как следует из предыдущего параграфа, 2.2, это является обоснованным предположением.

Экспоненциальный распад корреляционной функции определяет лоренцевскую форму пиков межмодовых биений в волне генерации:

$$RF(\Omega) = \sum_{n \neq 0} \frac{DRF_n}{\pi[D^2 + (\Omega - n\Delta)^2]},$$

где $RF_n = \sum_l I_l I_{l+n}$, а $D = 2/\tau_{corr}$. Таким образом, корреляционное время, $\tau_{corr} = 2/D$, может быть найдено через полуширину на полувывоте пиков межмодовых биений в радиочастотном диапазоне.

Последнее слагаемое в правой части уравнения (2.10) описывает увеличение интенсивности продольной моды, имеющей частоту Ω , за счет рассеяния мод с частотами $\Omega - \Omega_1$ и $\Omega - \Omega_2$ в моды с частотами $\Omega - \Omega_1 - \Omega_2$. Таким образом, данное слагаемое является нелинейным, вызванным четырех-волновым смешением, усилением. Физический смысл нелинейных потерь δ_{NL} определяется как дополнительные потери волны генерации за обход резонатора, вызванные рассеянием моды с частотой Ω в моды с частотами $\Omega - \Omega_1 - \Omega_2$. Именно нелинейные потери приводят к экспоненциальному затуханию корреляционной функции. Нелинейные потери увеличиваются с ростом мощности генерации, и полностью определяют время корреляции для больших мощностей генерации:

$$\frac{T_{RT}}{\tau_{corr}} \simeq \delta_{NL}/2, \quad (2.12)$$

Данное соотношение замыкает систему уравнений (2.10), (2.9) и (2.11).

Отметим, что полученное волновое кинетическое уравнение (2.9) работает лишь при малой (по отношению к дисперсии) нелинейности

$$\gamma IL \ll 4\beta L \overline{\Omega^2}, \quad (2.13)$$

где $\overline{\Omega^2}$ есть среднеквадратичная полуширина спектра:

$$\overline{\Omega^2} = \frac{\int \Omega^2 I(\Omega) d\Omega}{I}. \quad (2.14)$$

То есть мы предполагаем случай большого дисперсионного набега фаз, в противовес случаю, реализуемому в коротких волоконных иттербиевых лазерах, где дисперсионный набег фаз мал, и существенно меньше нелинейного [310].

Условие (2.13) является условием фазового рассогласования между далекими спектральными компонентами. В результате четырех-волновое взаимодействие оказывается подавлено дисперсией, и фазы различных продольных мод могут рассматриваться как слабо коррелированы. Что мы и наблюдаем в прямом численном счете, см. параграф 2.2.

Оценивая интегралы в выражениях (2.9–2.11) в пределе большой дисперсии, (2.13), можно решить волновое кинетическое уравнение и получить форму и ширину спектра волны генерации в случае, если предположить, что они имеют колоколообразную форму, что подтверждается экспериментальными наблюдениями. Для простоты предположим, что эффективные потери на зеркалах имеют параболическую форму, что соответствует волоконным брэгговским решеткам с гауссовой аподизацией

$$\delta(\Omega) = \delta_0 + \delta_2 \Omega^2.$$

Ввиду сохранения энергии в четырех-волновых процессах, интеграл по частот от $S_{FWM}(\Omega)$ равен нулю. Поэтому из уравнения (2.9) напрямую следует, что

$$\delta_0 + \delta_2 \overline{\Omega^2} = g = 2g_R L \overline{P} - 2\alpha L. \quad (2.15)$$

Данное выражение имеет простой физический смысл равенства усиления и потерь для волны генерации за обход лазерного резонатора. В частности, выражение (2.15) связывает полуширину спектра с насыщенным усилением за обход, g .

Чтобы получить последнее необходимое соотношение, оценим величину нелинейных потерь в случае колоколообразного внутррезонаторного спектра генерации. Главный вклад в интеграл (2.11) по частоте Ω_1 набирается около нулевых частот. Интеграл по частоте Ω_2 имеет логарифмический вклад, ограниченный шириной спектра. В результате мы получаем связь между нелинейными потерями и полушириной спектра

генерации:

$$\frac{3}{2}\delta_{\mathbf{NL}} \approx B \frac{(\gamma IL)^2}{4\beta L \overline{\Omega^2}} \ln \left(\frac{8\beta L \overline{\Omega^2}}{3\delta_{\mathbf{NL}}} \right) \ll \gamma IL \ll 4\beta L \overline{\Omega^2}, \quad (2.16)$$

где B является константой, отвечающей заданной форме спектра. К примеру, в случае гауссова спектра, она принимает значение $B = 0.7$. В случае спектра в виде гиперболического секанса, она равна $B = 0.9$. При оценке нелинейных потерь (2.16) мы пренебрегли малым частотно-зависимым слагаемым $\sim \delta_{\mathbf{NL}}/(4\beta L \overline{\Omega^2}) \ll 1$.

Необходимо получить еще одно соотношение. Для этого возьмем нулевую частоту $\Omega = 0$ в уравнении (2.9), что даст нам $g = \delta_0 - S_{F\mathbf{NL}}(0)/I(0)$. Подставляя (2.12) в (2.10), (2.11), мы находим

$$\begin{aligned} \frac{S_{F\mathbf{NL}}(0)}{I(0)} &= (\gamma L)^2 \times \\ &\times \int d\Omega_1 d\Omega_2 I(\Omega_1) I(\Omega_2) \times \\ &\times \frac{\left[\frac{I(\Omega_1 + \Omega_2)}{I(0)} + 1 \right] - \left[I(\Omega_1) + I(\Omega_2) \right] I(\Omega_1 + \Omega_2)}{(3\delta_{\mathbf{NL}}/2) \cdot [1 + (8L\beta/3\delta_{\mathbf{NL}})^2 \Omega_1^2 \Omega_2^2]}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

При $\Omega_1 = 0$ или $\Omega_2 = 0$ числительно подинтегрального выражения становится равным нулю, поэтому все спектральные компоненты дают вклад в интеграл. В случае колоколообразного спектра генерации и в приближении (2.13) при учете (2.16), мы получаем следующее выражение:

$$g - \delta_0 = \frac{S_{F\mathbf{NL}}(0)}{I(0)} = \frac{3}{2} A \delta_{\mathbf{NL}} \left(\frac{\gamma IL}{4\beta L \overline{\Omega^2}} \right)^2 \ll \delta_{\mathbf{NL}}, \quad (2.18)$$

где A является константной, ответственной за форму спектра. Для гауссова спектра она равна $A = 0.3$, а для гиперболического секанса принимает значение $A = 1.5$. Выражение (2.18) связывает вместе насыщенное усиление g , нелинейные потери $\delta_{\mathbf{NL}}$ и полуширину спектра.

Наконец, из уравнений (2.15), (2.18) и (2.16) мы находим выражение для полуширины спектра

$$\overline{\Omega^2} = \frac{\gamma I}{4\beta} \left[\frac{4\beta L}{\delta_2} A B \ln \left(\frac{4\beta L A}{\delta_2 B} \right) \right]^{1/4}, \quad (2.19)$$

выражение для нелинейных потерь

$$\delta_{\mathbf{NL}} = \frac{2}{3}\gamma IL \left[B \ln \left(\frac{4\beta LA}{\delta_2 B} \right) \right]^{3/4} \left(\frac{4\beta LA}{\delta_2} \right)^{-1/4}, \quad (2.20)$$

и выражение для мощности волны генерации I принимает вид:

$$2g_R \bar{P}(I)L = 2\alpha L + \delta_0 + \gamma IL \left[AB \ln \left(\frac{4\beta LA}{\delta_2 B} \right) \right]^{1/4} \left(\frac{4\beta L}{\delta_2} \right)^{-3/4}, \quad (2.21)$$

где средняя мощность накачки $\bar{P}(I)$ определена выше в (2.6).

Важным фактором является, что и ширина спектра, и спектральная плотность мощности в максимуме обе зависят корневым образом от внутрирезонаторной мощности генерации I . Спектральное уширение ведет к увеличению выходных потерь, которые растут линейно с ростом мощности генерации I (последнее слагаемое в уравнении Eq. (2.21)).

Также заметим, что неравенство (2.13) в случае ВКР-лазера эквивалентно неравенству

$$\frac{4\beta L}{\delta_2} \gg 1, \quad (2.22)$$

то есть верно в случае длинного резонатора, большой нормальной дисперсии или широких спектральных функций зеркал резонатора. В специально поставленном эксперименте для проверки теории, условие (2.22) было выполнено, $4\beta L/\delta_2 \simeq 4.5$. Однако, данный параметр не настолько велик, как в выражениях (2.19–2.21), чтобы обеспечить достаточную точность оценки. С другой стороны, в этом случае мы можем подставить усредненные по спектру значения частот $\Omega_{1,2}^2$ вместо их реальных значений во все знаменатели подынтегральных выражений в правых частях уравнений (2.10), (2.11). Таким образом, выражения (2.9–2.12) могут быть упрощены до следующего выражения на усредненный стационарный спектр генерации $I(\Omega)$:

$$\begin{aligned} & [\delta(\Omega) + \alpha 2L + \delta_{\mathbf{NL}}] I(\Omega) = \\ & = 2g_R L \bar{P} I(\Omega) + \frac{\delta_{\mathbf{NL}}}{I^2} \int I(\Omega_1) I(\Omega_2) I(\Omega_1 + \Omega_2 - \Omega) d\Omega_1 d\Omega_2, \end{aligned} \quad (2.23)$$

и на следующее выражение для нелинейных потерь δ_{NL} :

$$\delta_{NL} = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\gamma IL}{\sqrt{1 + (8\beta L \bar{\Omega}^2 / 3\delta_{NL})^2}}. \quad (2.24)$$

Напомним, что $I = \int I(\Omega) d\Omega$ есть полная внутрирезонаторная мощность генерации.

Волновое кинетическое уравнение (2.23) имеет простой физический смысл равенства усиления и потерь стоксовой волны с частотой Ω : слагаемые в левой части отвечают за затухание, тогда как слагаемые в правой части — за усиление. Кроме обычных линейных потерь в волокне, потерь на волоконных брэгговских решетках $\delta(\Omega)$, а также ВКР-усиления $2g_R L \bar{P} I(\Omega)$, в волновом кинетическом уравнении имеется ещё два слагаемых, вызванных четырёхволновым смешением. Рассеяние продольной моды с частотой Ω на продольной моде некой частоте в другие продольные моды описывается индуцированными четырехволновым смешением нелинейными потерями δ_{NL} . Обратный процесс рассеяния двух продольных мод с частотами Ω_1 и Ω_2 в продольные моды с частотами Ω и $\Omega_1 + \Omega_2 - \Omega$ описывается интегральным слагаемым в правой части уравнения (2.23). Так как в данном процессе интенсивность продольной моды с частотой Ω возрастает, то это слагаемое является нелинейным усилением, индуцированным четырехволновым смешением, и именно оно ответственно за уширение спектра. Отметим, то нелинейные потери, вызванные четырех-волновым смешением, однородны, то есть не зависят от частоты, поэтому не могут вызвать уширение спектра. Тогда как нелинейного усиление за счет четырех-волнового процесса не однородно, то есть зависит от частоты.

Также заметим, что интеграл от слагаемых, обусловленных четырехволновым смешением по частоте Ω дает ноль, то есть полная энергия в этих процессах сохраняется, и полное нелинейное усиление равно полным нелинейным потерям.

Решение волнового кинетического уравнения (2.23), (2.24) может быть найдено численно, однако всегда полезно в некоем специальном случае получить аналитическое решение. Действительно, в приближении параболического профиля полных потерь на волоконных зеркалах,

$\delta(\Omega) = \delta_0 + \delta_2\Omega^2$, Рис. 2.12, решение может быть найдено в виде:

$$I(\Omega) = \frac{2I}{\pi\mathcal{V} \cosh(2\Omega/\mathcal{V})}, \quad (2.25)$$

где ширина спектра \mathcal{V} выражается как

$$\mathcal{V} = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2\delta_{\mathcal{N}L}}{\delta_2}}, \quad (2.26)$$

а спектральная плотность мощности в максимуме спектра имеет вид

$$I(0) = \frac{2I}{\pi\mathcal{V}}. \quad (2.27)$$

Далее, вычисляя среднеквадратичную полуширину спектра из уравнения (2.14) и (2.25), $\overline{\Omega^2} = \frac{\delta_{\mathcal{N}L}}{2\delta_2}$, и далее подставляя результат в уравнение (2.24), мы находим

$$\delta_{\mathcal{N}L} = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\gamma IL}{\sqrt{1 + (4\beta L/3\delta_2)^2}}. \quad (2.28)$$

Из уравнений (2.26), (2.28) следует, что ширина \mathcal{V} увеличивается по корневому закону с ростом мощности генерации I . Спектральная плотность мощности в максимуме $I(0)$ также увеличивается по корневому закону с ростом мощности генерации I , см. уравнения (2.27), (2.28).

Подставляя результат (2.25) в Eq. (2.23) и интегрируя по частоте Ω , можно найти как внутрирезонаторная мощность генерации I зависит от мощности волны накачки P_0 :

$$\delta_0 + \frac{\delta_{\mathcal{N}L}(I)}{2} + 2\alpha L = 2g_R P_0 \frac{1 - \exp(-2\alpha_p L - 2\frac{\lambda}{\lambda_p} g_R L I)}{\alpha_p + \frac{\lambda}{\lambda_p} g_R I}, \quad (2.29)$$

где было использовано выражение (2.6). Выражение (2.29) означает, что суммарные потери равны суммарному усилению.

Используя полученные выражения (2.28), (2.29) мы можем рассчитать значения внутрирезонаторной мощности генерации I , зная лишь параметры волокна и волоконных зеркал. Использовались те же параметры, что и в расчёте проведенном в параграфе 2.2. Имеется очень хорошее согласие между результатами расчета по аналитическим выражениям и данными эксперимента, Рис. 2.13. Отметим также согласие

результатов аналитического расчета, Рис. 2.13, и результатов численного моделирования в модели связанных нелинейных уравнений Шредингера, ср. Рис. 2.13 и Рис. 2.5.

Наконец, используя выражения (2.25), (2.26), и (2.28), мы можем рассчитать форму спектра генерации $I(\Omega)$ при различных мощностях генерации I , Рис. 2.16b-d. Отметим очень хорошее согласие между расчетной формой спектра и экспериментальными данными. Чтобы подчеркнуть факт, что и в эксперименте, и в теории имеется хорошее согласие не только для центральной части спектра, но и для далеких спектральных крыльев, спадающих специфическим экспоненциальным образом, также приведем форму спектра в логарифмическом масштабе, Рис. 2.16.

Также можно рассчитать значения ширины спектра и спектральной плотности мощности в максимуме в зависимости от мощности генерации, Рис. 2.15. Для данных величин мы также имеем очень хорошее согласие между расчетом по аналитическим выражениям и результатами экспериментальных измерений для всех мощностей генерации кроме области около порога генерации. Отметим, что до сих пор мы рас-

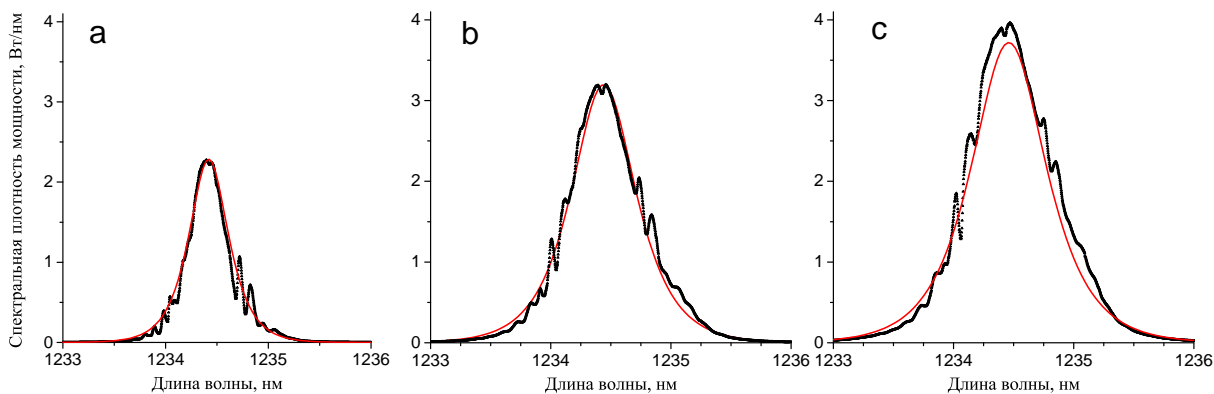


Рис. 2.16. Форма внутризонального спектра генерации волоконного ВКР-лазера, излучающего в турбулентном режиме при различных мощностях накачки: (а) 1 Вт, (б) 2 Вт, (с) 3 Вт. Показаны экспериментально измеренные (черные точки) и рассчитанные (сплошная кривая) по формулам (2.25), (2.26) внутризональные спектры.

считывали внутризональную мощность генерации, однако с практической точки зрения представляет интерес выходная мощность генерации $I_{1,2}^{out}(\Omega) = -\ln(R_{1,2})I^{\mp}(\Omega)$, которая может быть тоже рассчитана в рамках развитой теории. В случае одинаковых волоконных зеркал, $-\ln(R_{1,2}) \simeq (\delta_0 + \delta_2\Omega^2)/2$, бегущая волна генерации удовлетворяет со-

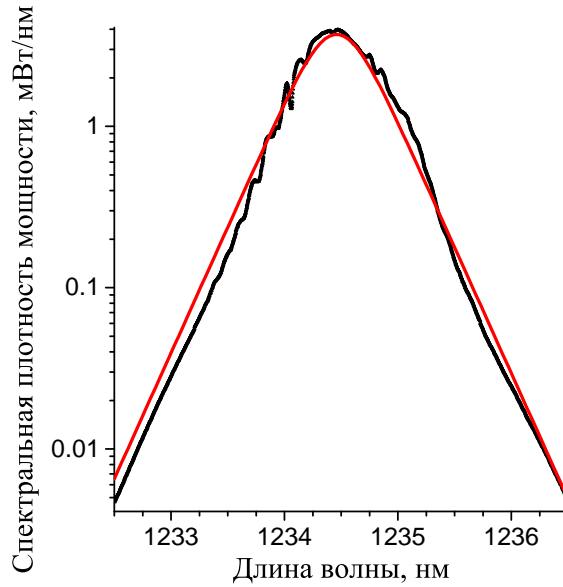


Рис. 2.17. Измеренная (точки) и рассчитанная (красная сплошная кривая) форма спектра генерации волоконного ВКР-лазера в логарифмическом масштабе. Данные приведены для мощности накачки 3 Вт.

отношению $I^\pm(\Omega) \simeq I(\Omega)/2$, что ведет к следующему выражению для выходной мощности генерации:

$$I_{1,2}^{out}(\Omega) = \frac{\delta_0 + \delta_2 \Omega^2}{2} \frac{I}{\pi \mathcal{V} \cosh(2\Omega/\mathcal{V})}. \quad (2.30)$$

Напомним, что для адекватного описания выходной мощности генерации ранее был введен эффективный коэффициент пропускания волоконных зеркал ρ_{eff} , который определялся феноменологическим образом [55, 189, 257], см. параграф 1.2. Теперь мы можем определить данный коэффициент исходя из развитой теории. В случае малых потерь эффективный коэффициент пропускания для каждой решетки может быть записан в виде $\rho_{eff} \simeq \delta_{eff}/2$, где эффективные потери на зеркалах δ_{eff} могут быть определены из зависимости выходной мощности (2.30):

$$\delta_{eff} \equiv \frac{2(I_1^{out} + I_2^{out})}{I} = \int \delta(\Omega) I(\Omega) d\Omega / I = \delta_0 + \frac{\delta_{NL}(I)}{2} \quad (2.31)$$

Таким образом, эффективный коэффициент пропускания определяется как

$$\rho_{eff} \simeq \delta_{NL}/4, \quad (2.32)$$

где $\delta_0 \approx 0$ (см. вставку на Рис. 2.12).

Эффективный коэффициент пропускания линейно растет с увеличением мощности генерации за счет спектрального уширения, Рис. 2.18, сплошная линия. Мы провели экспериментальное измерение значений эффективного пропускания волоконных зеркал от мощности генерации, Рис. 2.18. Несмотря на то, что в эксперименте также наблюдается рост эффективного пропускания, обусловленного уширением спектра до величин порядка спектральной ширины использованных зеркал, есть некое несоответствие между теоретически рассчитанными значениями и экспериментальными данными при больших мощностях генерации, которое может быть связано с отличием полной внутрирезонаторной мощности I и мощности $I(z = 0)$, определенной около входного зеркала; данное различие увеличивается с ростом пропускания. Еще одной причиной может являться разница между спектральными профилями отражения зеркал, $R_1(\Omega)$ и $R_2(\Omega)$, которая растет с ростом отстройки частоты Ω от центра.

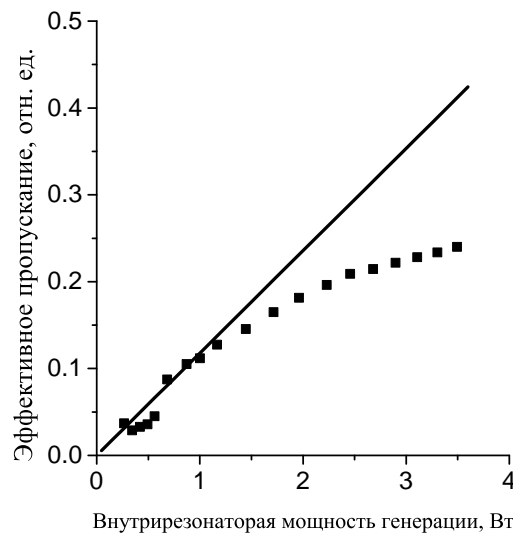


Рис. 2.18. Эффективный коэффициент пропускания волоконных зеркал ρ_{eff} . Экспериментальные данные показаны точками, результат расчетов по формуле (2.32) показан линией.

В целом, полученные результаты позволяют нам достичь согласия между кажущимися противоречивыми предыдущими экспериментальными и теоретическими данными по характеру насыщения ВКР-усиления и спектру генерации. Первый вопрос связан с возможностью

многоволновой генерации в волоконных ВКР-лазерах. Хорошо известно, что многоволновая генерация может быть экспериментально реализована, см., например, работы [255, 241]. Обычно предполагается, что он возможно за счет неоднородной природы насыщения спектра ВКР-усиления. Однако, как мы показали в параграфе 1.3, ВКР-усиление насыщается однородным образом при больших мощностях генерации. С другой стороны, следуя однородному характеру насыщения ВКР-усиления, можно было бы ожидать одночастотной генерации в волоконном ВКР-лазере вместо, напротив, многоволновой. Однако, одночастотная генерация не может быть реализована (кроме одного случая, когда она реализована в схеме с длинной решеткой со сдвигом фаз, [311, 312]).

Во-вторых, хорошо известно, что спектр генерации ВКР-лазера достаточно широк даже около порога генерации. Высоко над порогом спектр может быть достаточно хорошо описан с помощью модели независимой генерации различных продольных мод [257, 313]. Данный факт не согласуется напрямую с моделью однородного насыщения ВКР-усиления. Поэтому должен существовать некий дополнительный механизм. Проявления такого механизма были замечены различными авторами [306, 55, 314, 274]. В работах [306, 314] предполагается, что многоволновая генерация возможно за счет индуцированных четырех-волновым смешением нелинейных потерь.

Как следует из данного параграфа, механизм неоднородного насыщения контура усиления действительно связан с четырех-волновым смешением. Однако такое смешение различных продольных мод между собой вызывает не только нелинейные потери, но и индуцирует нелинейное усиление. Более того, нелинейные потери являются однородными, т. е. не зависят от частоты, и тем самым не могут являться причиной спектрального уширения и многоволновой генерации. В то же самое время, индуцированное нелинейное усиление является неоднородным, тем самым может являться причиной наблюдаемой многоволновой генерации и приводит к уширению спектра.

Обсудим область применимости развитой теории. Процессы четырехволнового смешения между различными продольными модами волны генерации эффективны при больших мощностях генерации. При малых

мощностях генерации, около порога генерации, вклад данных процессов в уширение спектра может быть малым. В то же самое время, как следует из экспериментальных данных, Рис. 2.14, нижняя кривая, спектр генерации достаточно сильно уширен и у самого порога генерации. Таким образом должен существовать дополнительный механизм уширения спектра при малых мощностях генерации.

Указания на возможный механизм генерации мы видели в параграфе 2.1, в котором описан процесс переноса флуктуаций интенсивности из волны накачки в волну генерации. Данный процесс в частотном представлении должен приводить к уширению спектра. Действительно, при малых мощностях генерации различные продольные моды в волне накачки могут за счет процессов четырех-волнового смешения нелинейно взаимодействовать с модами в волне генерации.

Провести описание данного процесса можно аналогичным выше приведённому образом. Около порога генерации мощность волны генерации I много меньше мощности волны накачки P . Поэтому мы пренебрежем влиянием флуктуаций в волне генерации на флуктуации интенсивности в волне накачки, $\delta P(z, t)$. Мы также можем пренебречь процессами четырех-волнового смешения различных продольных мод генерации между собой по сравнению с процессами смешения продольных мод волны накачки с продольными модами волны генерации. В данных приближениях возможно получить следующее уравнение на спектр генерации $I(\Omega)$ на частоте $\Omega \simeq n\Delta$:

$$\begin{aligned} T_{RT} \frac{dI(\Omega)}{dt} - [g - \delta(\Omega)]I(\Omega) = \\ = 2 \frac{\tau_{corr}^p}{T_{RT}} (2\gamma L)^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega' \frac{RF_p(\Omega') [I(\Omega - \Omega') - I(\Omega)]}{1 + [\tau_{corr}^p (c_p/c - 1)\Omega']^2}, \end{aligned} \quad (2.33)$$

где $\tau_{corr}^p = 2/D_p$ есть время дефазировки, обратно пропорциональное ширине радиочастотного спектра волны накачки D_p около порога генерации, $RF_p(\Omega)$ есть профиль радиочастотного спектра биений волны накачки.

Уравнение (2.33) есть волновое кинетическое уравнение, выписанное для случая малой мощности генерации. Первое слагаемое в подынтегральном выражении в правой части есть индуцированное четырехволновым

смещение нелинейное усиление: продольная мода генерации с некоторой частотой $\Omega - \Omega'$ расщивается на продольной моде волны накачки в продольную моду волны генерации с частотой Ω и другую продольную моду волны накачки. Данный процесс, очевидно, ведет к росту интенсивности в продольной моде с частотой Ω и вызывает спектральное уширение. Второе слагаемое описывает индуцированные четырех-волновым смещением нелинейные потери. В этом процесс продольная мода в волне генерации расщивается на продольной моде в волне накачки в некоторые другие продольные моды волны генерации и накачки. Интенсивность заданной продольной моды в данном процессе уменьшается, то есть она испытывает потери.

Из уравнения (2.33) следует, что ненулевые флуктуации интенсивности накачки приводят к спектральному уширению волны генерации даже около порога генерации. Данный процесс, очевидно, не зависит от деталей механизма насыщения ВКР-усиления. Таким образом, спектр волны генерации около порога должен быть пропорционален величине флуктуаций в волне накачки и спектральной ширине эффективной функции потерь волоконных зеркал. Данный механизм объясняет, почему не возможна одночастотная генерация в стандартных схемах волоконных ВКР-лазерах. Так как в качестве источников накачки волоконных ВКР-лазеров обычно используются либо сами волоконные ВКР-лазеры, либо волоконные непрерывные иттербиевые лазеры, имеющие существенные флуктуации интенсивности, [275], данный механизм обычно хорошо проявлен, и спектр генерации волоконного ВКР-лазера обычно уширен у порога.

Таким образом, в данном параграфе была экспериментально определена форма внутриволноводного спектра генерации волоконного ВКР-лазера, а также закон изменения ширины спектра с ростом мощности, а также описаны процессы формирования спектра генерации. Спектр генерации формируется за счет многочисленных ($\sim 10^{12}$) процессов четырехволнового смещения продольных мод между собой. Амплитуда и фаза каждой моды при этом изменяется стохастически. Это позволяет вместо динамического подхода для описания спектра генерации использовать статистический подход слабой волновой турбулентности, из-

начально развитый для описания волновой турбулентности волн в различных средах (акустических волн, волн на поверхности жидкости, спиновых волн, волн в плазме и т.д.), а в последние годы активно использующийся в оптике. Таким образом, говорят, что описанный стохастический режим генерации волоконного ВКР-лазера является турбулентным режимом генерации, что является в настоящее время широко принятым определением, см., например, недавний обзор области оптической волновой турбулентности в работе [63].

2.4. Спектр выходного излучения волоконного ВКР-лазера

Расширим проведённое в предыдущем параграфе рассмотрение с достаточно специфического случая плотного резонатора волоконного ВКР-лазера, на случай реального ВКР-лазера, когда для вывода излучения используется пропускающее зеркало и изучим форму выходного спектра генерации и закон его уширения в таком лазере.

Для экспериментального изучения влияния процессов четырехволнового смешения на форму выходного спектра волоконного ВКР-лазера использовался одноступенчатый волоконный ВКР-лазер, резонатор которого был образован фосфоросиликатным волокном длиной той же длины 370 метров, а также двумя волоконными брэгговскими решетками (ВБР), рис. 2.19. Входная ВБР является плотной (коэффициент отражения в максимуме около 99%), тогда как выходная ВБР служит в качестве пропускающего зеркала: мы использовали две различные решетки с коэффициентами отражения в максимуме 25% и 32%. Накачка волоконного ВКР-лазера осуществлялась на длине волны 1.1 мкм с помощью одномодового волоконного иттербиевого лазера. На выходе из волоконного ВКР-лазера излучение коллимируется линзой в параллельный пучок. С помощью призмы стоксова волна и прошедшая волна накачки разделяются и направляются на фотоприемники. Чтобы получить мощность излучения в абсолютных единицах, был измерен коэффициент потерь при прохождении излучения через линзу и призму. Отраженное от по-

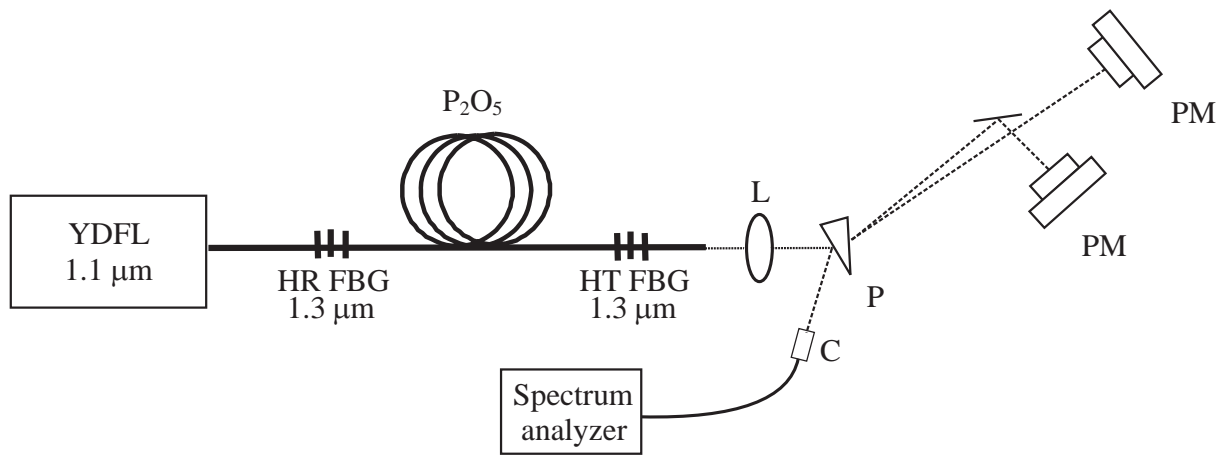


Рис. 2.19. Схема экспериментальной установки: YDFL — иттербиевый лазер накачки, FBG — волоконные брэгговские решетки, P_2O_5 — фосфоросиликатное волокно, L — линза, P — призма, PM — фотоприемники, C — коллиматор.

верности призмы излучение через коллиматор заводится в волокно и направляется в оптический анализатор спектра.

Далее мы будем приводить данные для лазера, выходное зеркало которого имеет коэффициент отражения 25%. Спектр эффективных потерь на волоконных брэгговских решетках $\delta(\Omega) = -\ln(R_1(\Omega)R_2(\Omega))$, полученный путем измерения спектров отражения $R_1(\Omega)$ и $R_2(\Omega)$ каждой из брэгговских решеток, показан на рис. 2.20.

Выходная мощность генерации имеет явно выраженное пороговое поведение, ее рост осуществляется практически линейно с ростом мощности излучения накачки, Рис. 2.21

Выходные спектры волоконного ВКР-лазера при различных мощностях иттербиевого лазера накачки приведены на рис. 2.22. С ростом мощности накачки увеличивается амплитуда спектра в максимуме, а также растет его ширина: наблюдается спектральное уширение. Измеряя выходной спектр и зная спектр отражения выходной брэгговской решетки, рис. 2.20(а), можно получить внутрирезонаторный спектр ВКР-лазера. Заметим, что внутрирезонаторный спектр всегда имеет достаточно гладкую колоколообразную форму, тогда как выходной спектр оказывается расщепленным при больших мощностях, рис. 2.22. Это объясняется наличием выходной брэгговской решетки с ненулевым коэффициентом пропускания [313]. Наблюдаемая асимметрия спектров связана с несовпадением положений спектральных максимумов отражения входной и

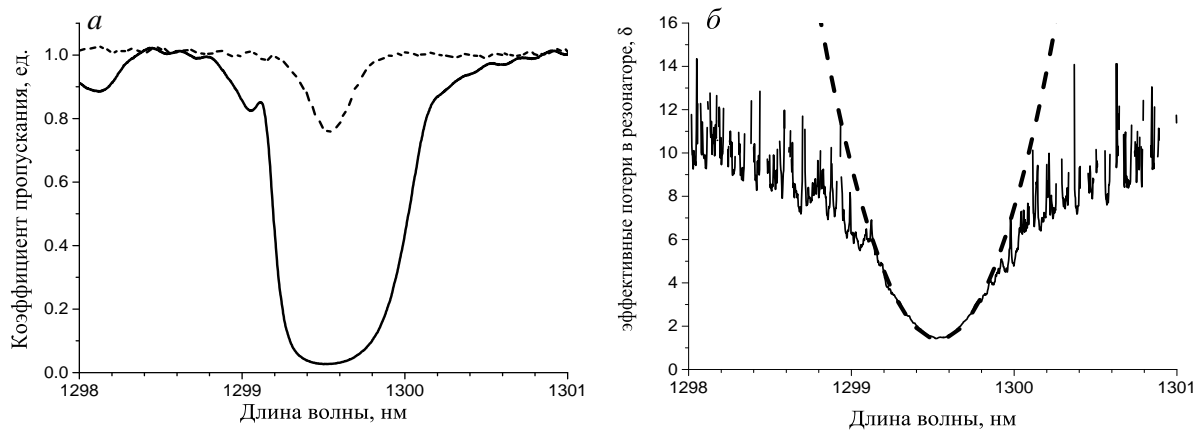


Рис. 2.20. а) Спектры пропускания плотной ($R_1 = 99\%$, сплошная линия) и неплотной ($R_2 = 25\%$, пунктир) ВБР резонатора; б) Эффективные потери на ВБР $\delta = -\ln(R_1 R_2)$ (сплошная линия) и аппроксимация параболой в случае $R_2 = 25\%$ (пунктирная линия).

выходной ВБР [313].

Как внутрирезонаторный, так и выходной спектры имеют широкие спектральные крылья, которые простираются на несколько нанометров относительно центральной длины волны, рис. 2.22. При этом генерация на далеких спектральных компонентах осуществляется даже на тех длинах волн, на которых отсутствует какое-нибудь отражение от брэгговских решеток, что является прямым подтверждением наличия связи между различными продольными модами [55].

Построенная в параграфе 2.3 аналитическая теория, основанная на описании процессов четырехволнового смешения различных продольных мод между собой посредством аппарата волновых кинетических уравнений, хорошо развитого в теории слабой волной турбулентности, применима как в случае волоконного ВКР-лазера с плотным резонатором, так и в рассматриваемом здесь случае волоконного ВКР-лазера с неплотным резонатором. Однако в случае неплотного резонатора уже нельзя говорить о наличии мод со строго определенными амплитудами и фазами, что, вообще говоря, не позволяет провести разложение электрического поля по различным продольным модам. Кроме того, волновое кинетическое уравнение, описывающее усредненный внутрирезонаторный спектр генерации $I(\Omega)$, было получено в предположении постоянства полной мощности стоксовой компоненты вдоль резонатора, $I(z) = \text{const}$, что

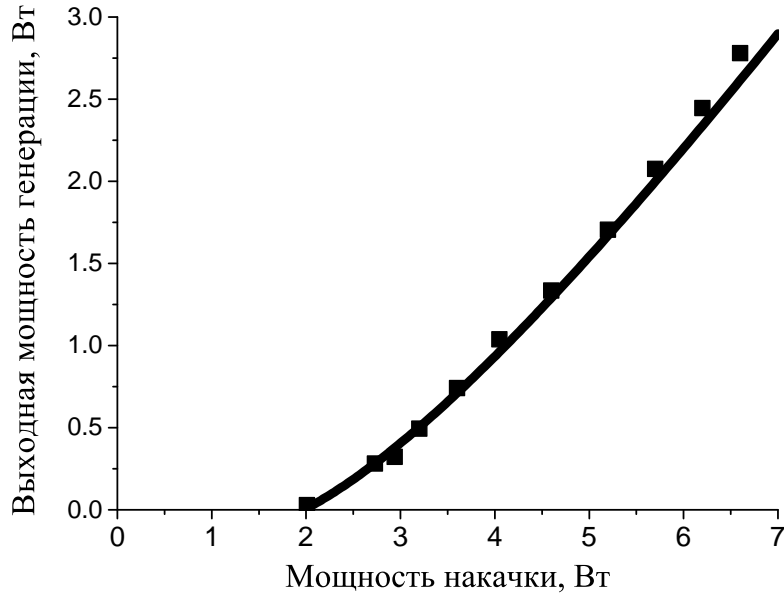


Рис. 2.21. Экспериментально измеренная (точки) и рассчитанная по формулам (2.39),(2.40) (сплошная линия) выходная мощность генерации волоконного ВКР-лазера с неплотным резонатор ($R_2 = 25\%$).

также не совсем верно в случае неплотного резонатора.

Тем не менее воспользуемся полученными в предыдущем параграфе волновым кинетическим уравнением. Приведем его ниже еще раз для удобства чтения:

$$\begin{aligned} & [\delta(\Omega) + 2\alpha L + \delta_{\mathbf{NL}}]I(\Omega) = \\ & = 2g_{\mathcal{R}}L\bar{P}I(\Omega) + \frac{\delta_{\mathbf{NL}}}{I^2} \int I(\Omega_1)I(\Omega_2)I(\Omega_1 + \Omega_2 - \Omega)d\Omega_1d\Omega_2. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Напомним, что здесь $\alpha = 2.5$ дБ/км — коэффициент линейных потерь в резонаторе для стоксовой волны (включая точечные потери на волоконных сварках и нерезонансные потери на ВБР), $L = 370$ м — длина резонатора, $g_{\mathcal{R}} = 1.3$ км⁻¹ Вт⁻¹ — коэффициент ВКР-усиления, \bar{P} — усредненная по длине волокна мощность накачки, $I(\Omega)$ — стационарный внутрирезонаторный спектр стоксовой волны, $I = \int I(\Omega)d\Omega$ — полная внутрирезонаторная мощность стоксовой волны.

В неплотном резонаторе получить точное аналитическое выражение для нелинейных потерь $\delta_{\mathbf{NL}}$, подобное выписанному в случае плотного резонатора, см. формулу 2.28, оказывается невозможным, однако предположим, что они будут таким же образом зависеть от нелинейности γLI в волокне как и в случае плотного резонатора, то есть $\delta_{\mathbf{NL}} \sim \gamma LI$.

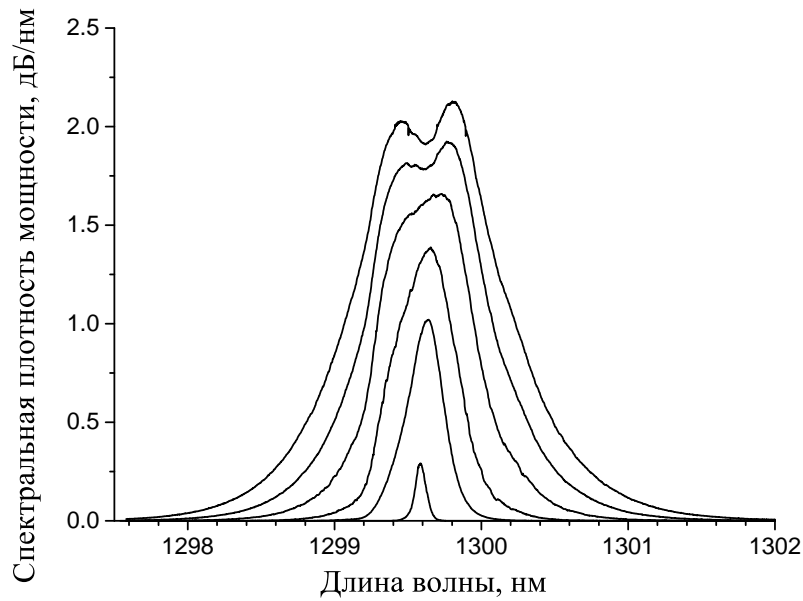


Рис. 2.22. Выходные спектры волоконного ВКР-лазера при увеличении мощности накачки. Мощность увеличивается снизу вверх: 2 Вт, 2.9 Вт, 3.6 Вт, 4.6 Вт, 5.7 Вт, 6.6 Вт.

Тем самым нелинейные потери оказываются определенными с точностью до произвольного коэффициента K , значение которого должно быть определено для конкретной выходной ВБР:

$$\delta_{NL} = K\gamma IL, \quad (2.35)$$

При этом значение K мы предполагаем неизменным во всем диапазоне выходных мощностей.

Для того, чтобы получить внутрирезонаторный спектр $I(\Omega)$, необходимо проинтегрировать уравнение (2.34), используя найденный вид нелинейных потерь (2.35). Интегрирование в аналитическом виде возможно в широко распространенном случае гауссовых ВБР, то есть в случае параболической зависимости эффективных потерь на ВБР, $\delta(\Omega) = \delta_0 + \delta_2\Omega^2$ (см. рис. 2.20(b)).

В результате, получаем следующий вид стационарного внутрирезонаторного спектра $I(\Omega)$:

$$I(\Omega) = \frac{2I}{\pi\mathcal{V} \cosh(2\Omega/\mathcal{V})}, \quad (2.36)$$

где характерная ширина спектра \mathcal{V} выражается через индуцированные

четырёхволновым смешением нелинейные потери:

$$\mathcal{V} = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2\delta_{\mathbf{NL}}}{\delta_2}} \quad (2.37)$$

Амплитуда спектра в максимуме определяется полной внутрирезонаторной мощностью I . Для ее нахождения необходимо проинтегрировать уравнение (2.34) с известной зависимостью (2.36). Кроме того необходимо использовать следующее выражение для усредненной вдоль резонатора мощности излучения накачки \bar{P} (см. [189]):

$$\bar{P} = P_0 \frac{1 - \exp\left(-2\alpha_p L - 2\frac{\lambda}{\lambda_p} g_R L I\right)}{\left(\alpha_p + \frac{\lambda}{\lambda_p} g_R I\right) L}. \quad (2.38)$$

Здесь P_0 — мощность накачки, $\lambda = 1299.5$ нм — длина волны стоксовой компоненты, $\lambda_p = 1108$ нм — длина волны излучения накачки, $\alpha_p \approx 2.5$ дБ/км — коэффициент линейных потерь в резонаторе для стоксовой волны и волны накачки соответственно (включая точечные потери на волоконных сварках и нерезонансные потери на ВБР). Несмотря на то, выражение (2.38) получено в случае плотного резонатора, когда с хорошей точностью выполняется приближение $I(z) = \text{const}$, мы будем продолжать использовать (2.38) и в случае неплотного резонатора.

В результате, оказывается возможным получить следующую неявную связь между полной внутрирезонаторной мощностью стоксовой компоненты и мощностью волны накачки:

$$P_0(I) = \frac{2\alpha L + \delta_0 + \delta_{\mathbf{NL}}/2}{g_R L} \cdot \frac{\left(\alpha_p + \frac{\lambda}{\lambda_p} g_R I\right) L}{1 - \exp\left(-2\alpha_p L - 2\frac{\lambda}{\lambda_p} g_R I L\right)}, \quad (2.39)$$

где уже использована параболическая аппроксимация эффективных потерь на ВБР $\delta(\Omega) = \delta_0 + \delta_2 \Omega^2$. Из уравнения параболы находятся значения $\delta_0 = 1.4$ и $\delta_2 = 28 \text{ nm}^{-2}$.

Заметим, что результирующие внутрирезонаторные спектры как в случае плотного, так и в случае неплотного резонатора имеют одинаковую форму гиперболического секанса (2.36). Однако их амплитуды и ширины, определяемые значениями внутрирезонаторной мощности I и нелинейных потерь $\delta_{\mathbf{NL}}$, оказываются различными из-за различия в

значении коэффициента K . При этом если для случая плотного резонатора аналитические выражения, описывающие форму внутрирезонаторного спектра, не содержат ни одного свободного параметра, то в случае неплотного резонатора такой параметр имеется — K .

Форма выходного спектра ВКР-лазера определяется по усредненному вдоль резонатора внутрирезонаторному спектру $I(\Omega)$ следующим образом:

$$I_{out}(\Omega) = (\delta_0 + \delta_2\Omega^2)I(\Omega)/2, \quad (2.40)$$

где учтено, что основные потери стоксовая волна испытывает именно на выходном пропускающем зеркале. Интеграл по спектру от данного уравнения позволяет рассчитать зависимость выходной мощности генерации от внутрирезонаторной мощности генерации и, следовательно, от мощности накачки.

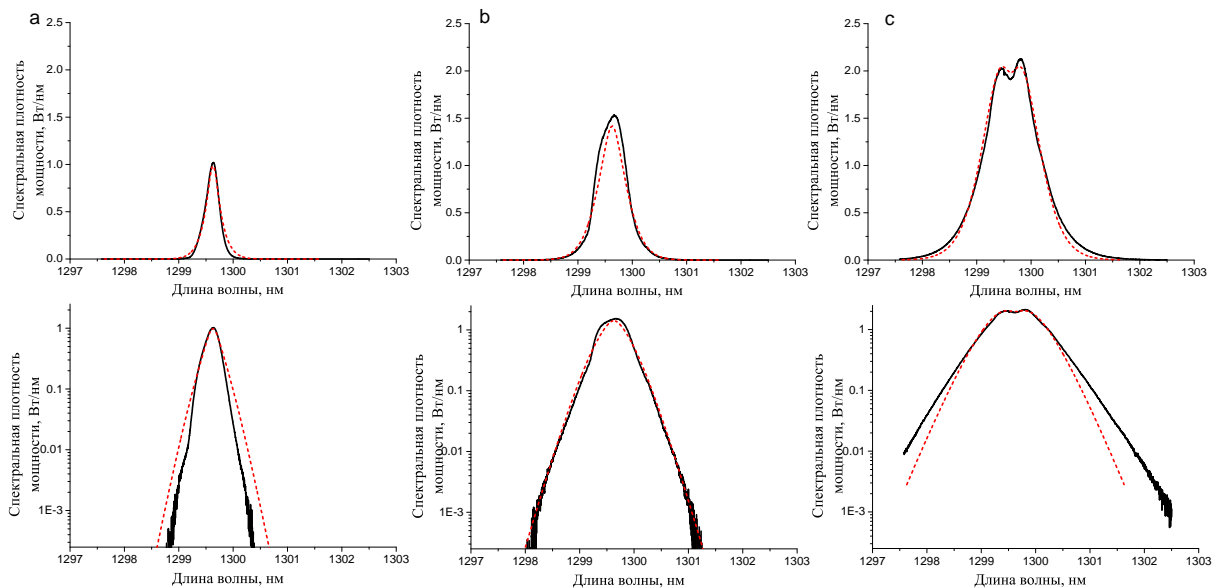


Рис. 2.23. Экспериментально измеренные (сплошная линия) и расчетные (пунктир) выходные спектры при различных мощностях накачки: а) 3 Вт; б) 4 Вт; в) 6.6 Вт; $R_2 = 25\%$. Верхний ряд — линейный масштаб. Нижний ряд — логарифмический масштаб.

Проведем сравнение результатов расчета внутрирезонаторных спектров в случае плотного и неплотного резонаторов между собой, а также с экспериментально измеренными спектрами. Отметим, что теперь у нас имеется свободный параметр K , который необходим в том числе для расчета кривой внутрирезонаторной мощности. Определение параметра K осуществлялось путем расчета выходного спектра излучения по форму-

ле (2.40) при некоторой фиксированной мощности и сравнении данного спектра с экспериментально измеренным при различных параметрах K для достижения наилучшего согласия. Определенное таким образом значение составило величину $K = 2.4$. Далее мы предполагали, что значение этого параметра является неизменным от мощности, что позволяло нам рассчитать поведение выходной мощности генерации. Наблюдается хорошее согласие результатов расчета с экспериментом во всем диапазоне мощностей, Рис. 2.21. Отметим, что экспоненциальные крылья, являющиеся характерным проявлением турбулентного уширения спектра, также наблюдаются и в случае неплотного резонатора в выходном излучении, Рис. 2.23, нижний ряд. При этом также воспроизводится появление спектрального расщепления с ростом мощности накачки. Заметим лишь, что теоретическая кривая, в отличие от экспериментального спектра, имеет симметричную форму, поскольку теория не учитывает возможное несовпадение положений максимумов их спектрального отражения, связанное в том числе с различной температурой входной и выходной решеток [313].

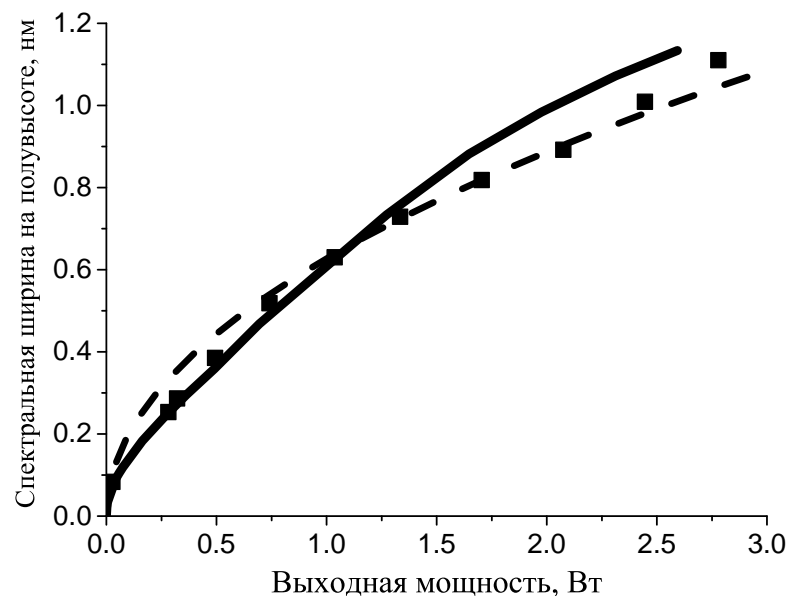


Рис. 2.24. Закон уширения выходного спектра генерации волоконного ВКР-лазера с неплотным резонатором. Экспериментальные данные (точки) показаны вместе с расчетом по формуле (2.37) (сплошная линия) и корневым законом уширения (пунктир).

Рассмотрим закон уширения выходного спектра излучения. Экспе-

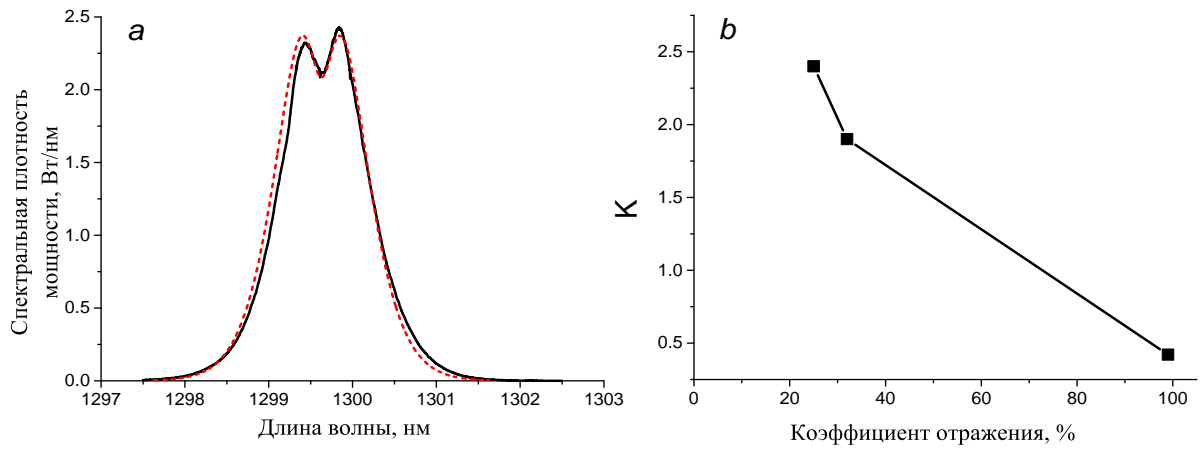


Рис. 2.25. а) Экспериментально измеренный (сплошная линия) и расчетный (пунктир) спектр выходного излучения волоконного ВКР-лазера с коэффициентом отражения выходного зеркала $R_2 = 32\%$. б) Значения коэффициента K в зависимости от коэффициента отражения R_2 выходного зеркала.

риментальная зависимость ширины спектра от мощности приведена на Рис. 2.24. Зная форму спектра, может быть рассчитана и его ширина. Достигается хорошее согласие между результатами эксперимента и предсказаниями теории во всем диапазоне мощностей, как и ожидалось ввиду согласия для мощности генерации и формы спектра. Отметим, что экспериментально определенный закон уширения выходного спектра близок к корневой зависимости от выходной мощности генерации.

Также были провели изучение формы выходного спектров излучения ВКР-лазера с коэффициентом пропускания выходной ВБР равным $R_2 = 32\%$. В этом случае также достигается хорошее количественное согласие между теоретическими расчетами и данными эксперимента во всем диапазоне мощностей при постоянном коэффициенте $K = 1.9$. Для примера на рис. 2.25(а) приведен лишь один теоретический и экспериментальный спектр такого ВКР-лазера при мощности накачки 6.6 Вт. При дальнейшем увеличении коэффициента отражения следует ожидать увеличения центрального провала и его появление при меньших мощностях накачки. В предельном случае плотного резонатора спектральная плотность мощности в центре спектрального провала практически равна нулю, см. параграф 1.1.

Наконец, приведем значения коэффициента K для различных коэффициентов отражения выходной ВБР, рис. 2.25(б). В случае плотного

резонатора нелинейные потери определяются по формуле (2.24), следовательно его значение есть $K = \sqrt{2/3} \left(1 + (4\beta L/3\delta_2)^2 \right)^{-1/2} \approx 0.42$, где $\delta_2 = 4 \text{ нм}^{-2}$ в плотном резонаторе, см. [196]. Определенные из аппроксимация значения коэффициента K плавно возрастают с ростом коэффициента пропускания выходного зеркала из-за увеличения нелинейных потерь.

Завершая данную главу отметим следующее. Многие типы лазеров, не обязательно волоконных, могут иметь нерегулярную временную динамику. В частности, хорошо известно, что лазеры на красителях могут генерировать также большое количество различных мод (до 10 000 в лазерах с плохой селекцией модового режима) и иметь достаточно нерегулярную временную динамику интенсивности, см., например, [315, 316, 317, 318]. Однако несмотря на внешнюю похожесть поведения временной динамики в лазерах на красителях и волоконных ВКР-лазерах (нестабильный характер излучения), характер временной динамики и тип физических процессов, её определяющих, является в существенной степени различными в данных лазерах. Стохастическая временная динамика, описанная в данной главе на примере волоконного ВКР-лазера, определяется многочисленными четырехволновыми процессами взаимодействия большого (порядка миллиона) количества различных продольных мод с флуктуирующими амплитудами за счет керровской нелинейности. При этом данная динамика описывается кинетической (статистической) теорией слабой волновой турбулентности, что обуславливает устойчивость принятого в настоящей времени в литературе термина, обозначающего генерацию такого лазера, как турбулентную генерацию. Характерный масштаб временных флуктуаций интенсивности составляет величину, по порядку равную обратной ширине оптического спектра генерации (десятки и сотни пикосекунд), что существенно меньше времени обхода резонатора (единицы и десятки микросекунд).

В лазерах на красителе типичное время флуктуаций составляет величину единицы миллисекунд, что много больше времени обхода относительно короткого резонатора лазера на красителе. Взаимодействие мод в таких лазерах также обеспечивается четырехволновым взаимодействием различных мод между собой. Однако отличительной особенностью тако-

го взаимодействия является тот факт, что взаимодействие обусловлено наличием различных эффектов непосредственно в усилении, основными из которых являются пульсации инверсной заселенности активной среды с частотой межмодовых биений, пространственное и частотное насыщение усиления. Тогда как в волоконных ВКР-лазерах, как мы видели, коэффициент усиления является постоянным и не насыщается, а четырехволновое взаимодействие различных мод осуществляется через керровскую нелинейность. При этом влиянием керровской нелинейностью в лазерах на красителях пренебрегают ввиду малости данного эффекта в лазерах короткой длины: он оказывается в 10-30 раз меньше электрострикционного отклика [319], тогда как в волоконных лазерах керровская нелинейность сильно превалирует над слабой электрострикцией [309].

Поведение временной динамики, аналогичное тому, что наблюдается в лазерах на красителе, изучалось и в лазерах других типов, например, твердотельных лазерах на неодимовом стекле [320], Nd:YAG лазерах со внутрирезонаторным удвоением частоты [321], лазерах на аммиаке [322], в которых, несмотря на отличие в деталях, процессы возникновения нестабильностей во временной динамике многомодового излучения также связаны с четырехволновым взаимодействием различных мод через модуляцию усиления, что описывается в рамках соответствующих динамических моделей. Обзор различных типов нестабильностей в разных типах лазеров можно найти в работе [323] и последующих ссылках на неё.

Таким образом, в данном параграфе нами изучена форма выходного спектра излучения волоконного ВКР-лазера, излучающего в турбулентном режиме, в практически важном случае, а именно с неплотным резонатором, и установлена форма спектра генерации такого лазера в зависимости от мощности и коэффициента пропускания выходного зеркала, а также установлен феноменологический закон корневого уширения выходного спектра излучения такого лазера.

Глава 3

Ламинарный режим генерации и ламинарно-турбулентный переход в непрерывном волоконном ВКР-лазере

[200]

3.1. Концепция ламинарной генерации в волоконных лазерах

Как было показано выше в Главе 2, режим генерации непрерывного частично-когерентного волоконного ВКР-лазера соответствует турбулентному режиму генерации. При этом в излучении практически полностью отсутствуют корреляции между различными продольными модами, представляющие собой достаточно второстепенный фактор при стандартном турбулентном режиме генерации. В данной главе мы продемонстрируем, что в противовес турбулентной генерации с низкой степенью когерентности, в волоконных ВКР-лазерах возможна реализация прин-

ципиально другого режима, в котором большое количество различных продольных мод скоррелировано таким образом, что результирующая полная интенсивность слабо изменяется, ее флуктуации оказываются подавлены, а излучение имеет высокую степень когерентности. Демонстрация ламинарной и турбулентной генерации в волоконных лазерах позволяет ставить оптические эксперименты по изучению механизмов ламинарно-турбулентного перехода и потери когерентности в сложных системах, что является важной и актуальной задачей. Действительно, изучение перехода из линейно стабильного когерентного ламинарного течения в турбулентность является концептуально и технически сложной проблемой и представляет огромный интерес, так как практически важные течения, реализуемые, например, в длинных трубопроводах относятся к течению данного типа [324, 325]. В оптике вопросы потери системной когерентности при увеличении пространственного размера системы также постоянно привлекали интерес.

Природа не позволяет увеличивать размер системы без потери когерентности. К примеру, несмотря на то, что когерентное ламинарное течение в трубах является линейно стабильным, увеличение скорости прокачки жидкости или диаметра трубы неизбежно ведет к возникновению турбулентности [324, 325, 326, 327, 328, 329], что резко повышает сопротивление к прокачке и, как следствие, ведет к экономическим потерям. Для контроля процессов перехода ламинарного течения в турбулентное необходимо детальное понимание механизмов возникновения турбулентности, что является исключительно сложной задачей особенно в линейно стабильных системах, в которых не работает линейных анализ неустойчивостей, позволяющий показать, какие именно возмущения разрушают изначально когерентное ламинарное состояние и приводят к турбулентности [325, 326, 327, 328, 329].

В оптических волокнах с нормальной дисперсией, когерентная монохроматическая волна или спектрально узкий пакет также являются линейно стабильными по отношению к модуляционной неустойчивости [309]. Тем не менее режимы генерации многих волоконных лазеров характеризуются крайне иррегулярной временной динамикой, см. параграф 1.4, и широким спектром, состоящим из большого количества различных

продольных мод, см. параграф 2.1, что определяет низкую степень когерентности генерируемого излучения. Нелинейное взаимодействие огромного числа одновременно генерируемых мод, количество которых может составлять величину до нескольких миллионов, и флуктуации их амплитуд и фаз определяют стохастический, турбулентный режим генерации. Данные процессы допускают описание в терминах слабой волновой турбулентности, см. параграф 2.3. В последние годы схожие подходы, основанные на методах слабой волновой турбулентности [59], были применены для достаточно широкого круга оптических задач, см. [63, 64, 196, 330, 331, 332].

В волоконных лазерах, резонатор которых основан на волокне с нормальной дисперсией, теоретически возможно, как это было показано ранее в работах [333, 334] с помощью численного моделирования, преодолеть процессы дефазировки, вызванные четырех-волновым смешением различных продольных мод между собой, и достичь классической конденсации волн, формирующих когерентное состояние. В численном моделировании было указано на существование одномодового спектрального конденсата, который, однако, распадался с течением времени и процесс распада имел вероятностный характер [334]. В данной главе мы используем термин “спектральный конденсат” в том смысле, как он был определен в работах [333, 334], как многочастотная генерация многих спектральных компонент, формирующих узкий спектр генерации в противовес широкому многочастотному спектру, формируемому, если процессы дефазировки, вызванные четырех-волновым смешением, не являются подавленными. Также в литературе последних лет затрагиваются похожие поставленным здесь вопросы, а именно докладывается о кинетической конденсации классических волн в двумерных гамильтоновых системах, которая была экспериментально и теоретически продемонстрирована в работе [62], что делает эту область исследований близкой к исследованиям в области конденсации Бозе-Энштейна, включая конденсацию фотонов в таких системах [335].

Определим, что мы понимаем под конденсатом и ламинарным состоянием по отношению к режиму генерации волоконного лазера. Мы определяем “конденсат” как состояние, когерентное по всей системе. Мы

определяем когерентность путем измерения двух-точечной корреляционной функции, имеющей конечный предел, когда расстояние между точками приближается к размеру системы (в оптике, мы определяем автокорреляционную функцию по времени). В случае волоконного лазера спектральный конденсат является состоянием, которое существует после того, как спектрально узкое излучение накачки возбуждает некоторые моды генерации из изначально спектрально широкого шума системы. При этом полная интенсивность находится практически на постоянном уровне. В жидкостях ламинарный поток является когерентным вдоль всей системы, поэтому также может быть назван конденсатом. Аналогично, состояние генерации волоконного лазера, в котором наблюдается генерация спектрального конденсата высокой степени когерентности, мы будем называть ламинарным режимом генерации в противовес турбулентному режиму с низкой степенью когерентности. При этом ламинарный режим принципиально отличается от одномодового (одночастотного) режима генерации, так как вовлекает в себя большое количество различных спектральных компонент, скоррелированных определенным образом. Термин “ламинарно-турбулентный переход” означает потерю (в том числе частичную) когерентности таким образом, что, например, двух-точечная корреляционная функция начинает падать с ростом расстояния между точками (времени в случае волоконного лазера). В полностью турбулентном режиме, корреляционная функция (интенсивностей) должна стремиться к уровню 0.5 при увеличении расстояния между точками. Система считается линейно устойчивой по отношению к инфинитезимальным возмущениям, что в терминах волоконной оптики соответствует области нормальной дисперсии.

Принципиально важным является экспериментальная реализация ламинарного режима генерации и ламинарно-турбулентного перехода в волоконных лазерах по аналогии с тем, как это делается в классических гидродинамических экспериментах [325].

3.2. Экспериментальная демонстрация ламинарного режима генерации в волоконном ВКР-лазере

Для экспериментальной реализации ламинарно-турбулентного перехода была создана следующая экспериментальная установка, см. Рис. 3.1. Отметим, что ввиду того, что ламинарный режим оказывается сильно чувствительным ко многим параметрам системы и, вообще говоря, существует в достаточно узком диапазоне допустимых параметров, экспериментальные исследования предварялись масштабным численным моделированием. Здесь мы приводим параметры специальным образом оптимизированного лазера, в котором, в конечном итоге, оказывается возможным достижения ламинарного режима.

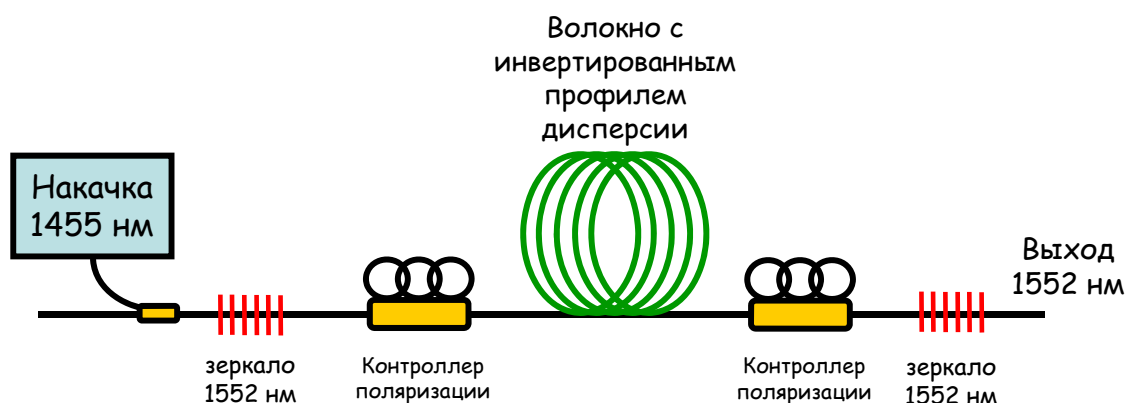


Рис. 3.1. Эскизная схема экспериментальной установки по наблюдению ламинарной генерации и ламинарно-турбулентного перехода в волоконном лазере.

В качестве объекта использовался непрерывный волоконный ВКР-лазер, режим генерации которого обычно является турбулентным, см. Главу 2. В качестве волокна, формирующего резонатор, было выбрано волокно с большой нормальной дисперсией, что является необходимым условием для достижения ламинарного режима. Действительно, в режиме аномальной дисперсии в системе развивается модуляционная неустойчивость и развитие ламинарной генерации не возможно. Значение дисперсии должно быть достаточно большим, как показали результа-

ты предварительного численного моделирования, поэтому было выбрано волокно типа IDF — волокно с инвертированным (по отношению к стандартному) профилем дисперсии на длине волны 1550 нм. Значение дисперсии составляло величину $\beta_2 = 56 \text{ ps}^2/\text{km}$. В качестве лазера накачки использовался коммерческий непрерывный волоконный ВКР-лазер, излучающий на длине волны 1455 нм до 5 Вт мощности. Генерация осуществлялась на длине волны первой стоксовой компоненты в районе 1550 нм. Точная длина волны генерации определялась спектральными профилями отражения использованных в качестве резонатора волоконных брэгговских решеток. Коэффициент керровской нелинейности в волокне использованного типа составлял стандартную величину $\gamma = 3 \text{ км}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$, определенную на длине волны 1550 нм. Значение дисперсии было определено на этой же длине волны. Длина волокна резонатора составляла величину $L = 370$ метров. Спектральные профили использованных зеркал были выбраны в форме супер-гауссовской функции шестого порядка с шириной порядка 2 нм. Зеркала должны были иметь нулевую дисперсию на спектральном профиле зеркала (наличие дисперсии в зеркалах приводило к разрушению ламинарного режима). Измеренное значение дисперсии составило около 10 пс в диапазоне отражения зеркала. Для регистрации оптического спектра лазера использовался стандартный оптический анализатор спектра. Временные и статистические свойства излучения регистрировались с помощью цифрового осциллографа реального времени с полосой 36 ГГц и соответствующим по полосе фотодиодом (полоса фотодиода составляла 50 ГГц). Электрическая полоса измерительного тракта была сравнима с оптической полосой излучения в ламинарном режиме, что является важным для адекватной регистрации временных и статистических свойств излучения.

В целом, использованная конфигурация лазера является стандартной для непрерывных волоконных ВКР-лазеров, и в ней можно было бы ожидать турбулентный режим генерации. При достижении порога генерации, величина которого составляет значение около 1.15 Вт, начинается генерация стоксовой компоненты на длине волны около 1550 нм, определяемой спектральным профилем отражения использованных решеток. Отметим, что решетки находились при стабилизированной температуре

и осуществлялась тонкая температурная подстройка решеток для совмещения их профилей отражения друг с другом. Внутриврезонаторная

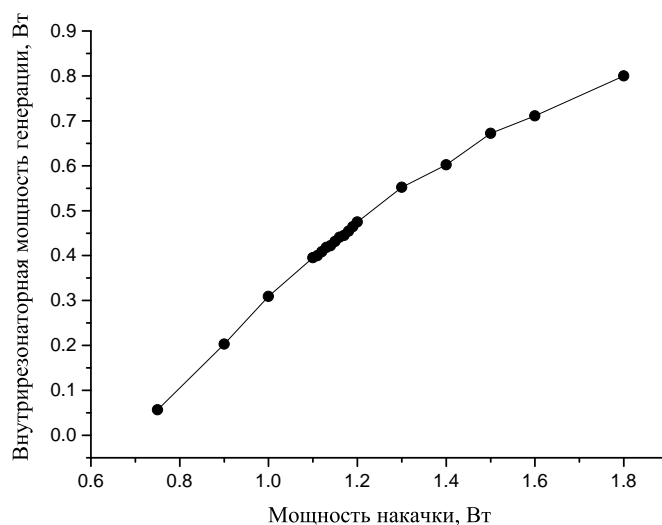


Рис. 3.2. Измеренная внутриврезонаторная мощность генерации волоконного ВКР-лазера. Ламинарно-турбулентный переход осуществляется в диапазоне мощностей накачки 1.1–1.2 Вт. Внутриврезонаторная мощность в данном диапазоне изменяется плавным монотонным образом.

мощность генерации растет практически линейно с ростом мощности накачки. Кривая роста мощности не имеет особенностей и скачкообразного поведения в исследуемом диапазоне мощностей.

Спектр генерации также является ожидаемым для такого типа лазеров, а именно имеет вид колоколообразной функции, centered на максимуме спектр отражения зеркал резонатора, Рис. 3.3. Сдвиг центра спектра генерации связан с паразитным сдвигом профиля функции отражения волоконных зеркал с нагревом, связанным с увеличением мощности. Обращает на себя внимание лишь тот факт, что против обыкновения ширина спектра генерации достаточно мала и составляет величину 0.05–0.15 нм во всем диапазоне мощностей.

Зависимость ширины спектра генерации (определенной как полной ширины на полувисоте) от мощности генерации, однако, не является стандартной. Хотя зависимость и монотонна, при значении мощности накачки, равным 1.15 Вт, ширина спектра генерации испытывает скачок практически в два раза, с 0.05 нм до величины более 0.1 нм. При

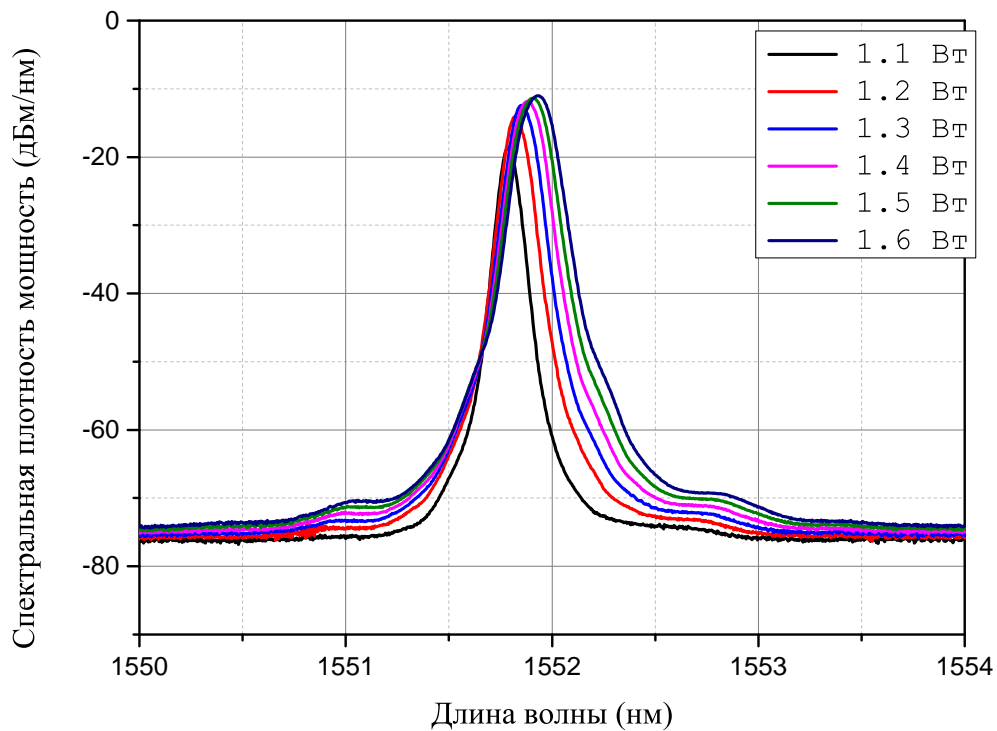


Рис. 3.3. Оптический спектр генерации волоконного ВКР-лазера при различных мощностях накачки. При всех мощностях спектр излучения состоит из многих продольных мод и имеет схожую форму.

значениях мощности больше или меньше данного критического значения мощности накачки, значение ширины спектра генерации плавно изменяется с ростом мощности накачки и не испытывает скачков, кроме указанной точки. Такое поведение является нетипичным и не может быть объяснено в рамках развитой в Главе 2 кинетической теории формирования спектра за счет многочисленных четырех-волновых взаимодействий различных продольных мод между собой.

Перейдем к данным измерений временной динамики излучения. Лазер излучает в непрерывном режиме с типичным временем флуктуации интенсивности порядка сотни пикосекунд, что соответствует по порядку величину обратной ширине спектра генерации. На Рис. 3.5 приведена типичная временная динамика при мощности накачки, чуть ниже критической мощности в 1.15 Вт, и при мощности накачки, чуть выше критической.

Для выявления возможного перехода и смены генерационных режи-

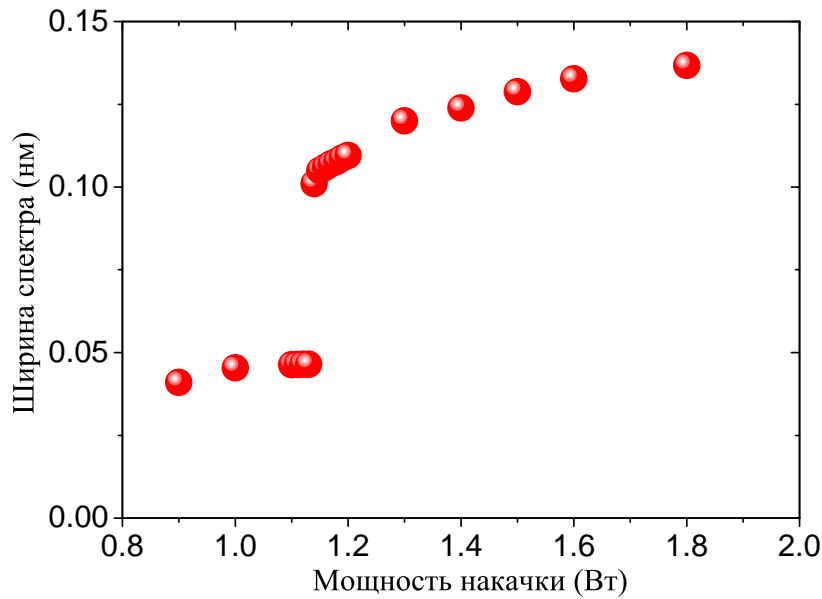


Рис. 3.4. Измеренная ширина оптического спектра генерации волоконного ВКР-лазера в зависимости от мощности накачки. При достижении некоторой критической мощности ширина спектра изменяется скачкообразно.

мов, проведем количественный анализ измеренных временных динамик интенсивности излучения лазера. Как было описано в Главе 1, мы определяем статистические свойства излучения, а именно функцию распределения вероятности нахождения интенсивности с заданным уровнем, а также автокорреляционную функцию интенсивности $K(\tau) = \langle I(t) \cdot I(t + \tau) \rangle_t$. Оказывается, что функция распределения вероятности нахождения интенсивности с заданным значением выглядит разным образом до и после точки перехода. При мощности меньшей критического значения, подавленный уровень флуктуаций интенсивности, отмеченный на Рис. 3.5, результируется в достаточно узкой функции распределения вероятности. Что более важно, наиболее вероятное значение интенсивности равно средней интенсивности, см. Рис. 3.7. Непосредственно перед точкой перехода наиболее вероятное значение интенсивности остается равным средней интенсивности, но ширина функции распределения немного увеличивается, что соответствует возросшему уровню флуктуаций. При увеличении мощности выше критической, величина наиболее вероятного значения интенсивности падает, а сама функция распределения изменяет свою форму, приобретая далекие крылья, соответствующие наличию в излучении событий с интенсивностью в несколько раз превышающей

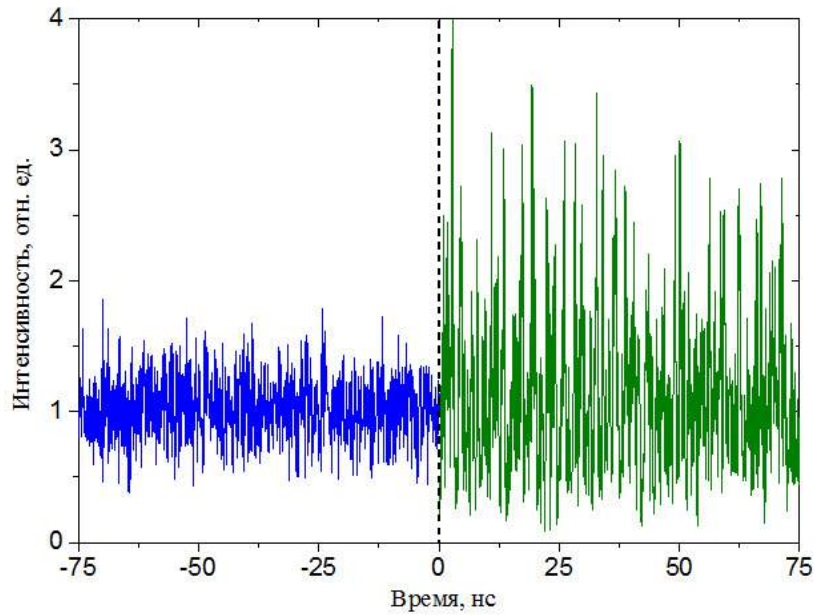


Рис. 3.5. Экспериментально измеренная временная динамика волоконного ВКР-лазера до (левая кривая, синий цвет) и после (правая кривая, зеленый цвет) точки перехода относительно мощности накачки. В ламинарном режиме (синяя кривая) флуктуации интенсивности подавлены по сравнению с турбулентным режимом (зеленая кривая), что хорошо видно по разбросу значений интенсивности при практически одинаковом значении средней интенсивности в обоих случаях. В случае турбулентной генерации выше вероятность генерации событий с интенсивностью, многократно превышающей среднюю интенсивность излучения.

среднее значение. Здесь необходимо отметить, что в случае, если осуществляется генерация большого количества независимых компонент с гауссовой статистикой флуктуаций амплитуд и фаз, то функция распределения вероятности полной интенсивности должна иметь экспоненциальную форму с максимумом при нулевой интенсивности, как это было показано в Главе 2. В нашем случае, крылья функции распределения соответствуют экспоненциальному закону, однако значение наиболее вероятной интенсивности не находится в нуле. Это может быть связано как с остаточными частичными корреляциями в излучении, так и с влиянием ограниченной полосы измерений.

Наличие резкого перехода становится более явным, если мы построим величину наиболее вероятной интенсивности как функцию мощности накачки, Рис. 3.7. Цвет использованных символов соответствует цвету различных кривых на Рис. 3.6. Величина наиболее вероятной интенсивности

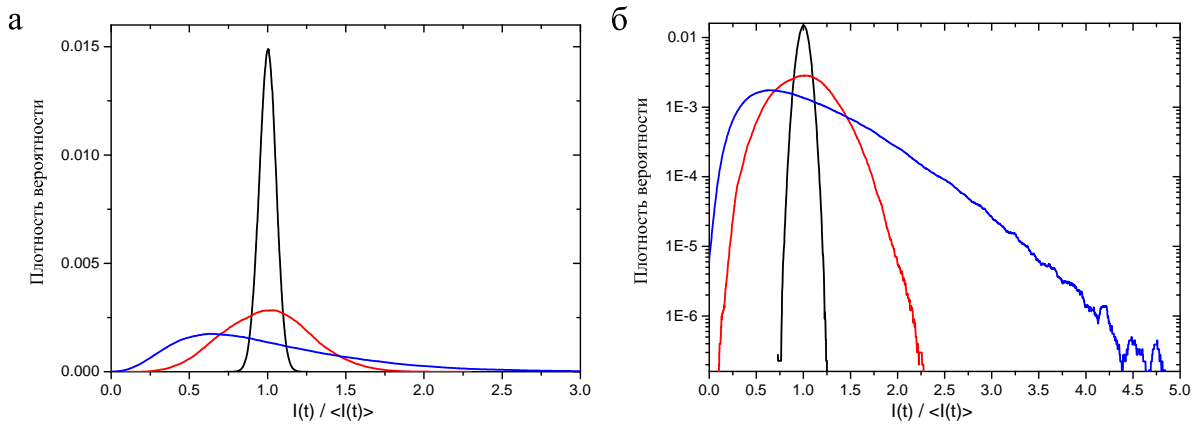


Рис. 3.6. Функция плотности вероятности нахождения интенсивности с заданным значением в излучении лазера в (а) линейном и (б) логарифмическом масштабах. Кривые приведены для следующих значений мощности накачки: черная кривая — 1 Вт, красная кривая — 1,15 Вт, синяя кривая — 1,17 Вт.

испытывает скачкообразный переход в той же точке по мощности, в которой скачкообразно увеличивается ширина спектра генерации, Рис. 3.4. Отметим, что в случае спектрального конденсата, предполагающего корреляцию всех мод, выходящих в генерацию, величина наиболее вероятного значения интенсивности должна равняться средней интенсивности (интенсивность в идеальном конденсате должна быть постоянна). Близкие к средней интенсивности значения наблюдаются в эксперименте при мощностях меньших критической.

Отдельно укажем, что влияние различного рода шумов в измерительном тракте тщательно контролировалось. Действительно, шумы могут искажать функцию распределения вероятности интенсивности излучения

Переход также явно детектируется и по автокорреляционной функции интенсивности. А именно, типичная автокорреляционная функция имеет вид узкого пика, ширина которого отражает среднюю длительность флуктуаций интенсивности, который расположен на широком пьедестале, Рис. 3.9. Нас интересует именно уровень данного пьедестала. Действительно, в случае генерации полностью независимых мод с гауссовой статистикой флуктуаций амплитуд и фаз различных спектральных компонент, уровень автокорреляционной функции должен быть равен величине 0.5. Напротив, для полностью когерентного состояния с посто-

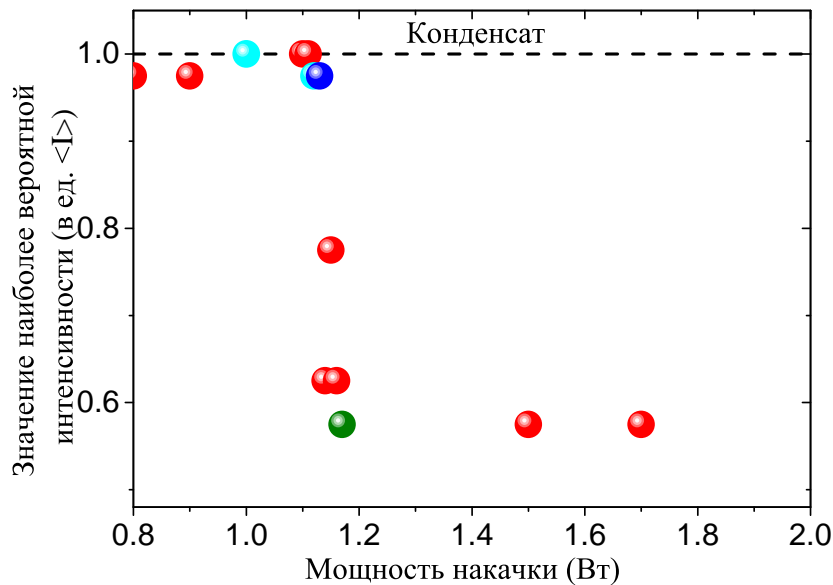


Рис. 3.7. Величина наиболее вероятного значения интенсивности излучения как функция мощности накачки. Цвет использованных символов соответствует цвету различных кривых на Рис. 3.6. Произведена нормировка на среднее значение интенсивности.

янным уровнем интенсивности, уровень автокорреляционной функции должен быть равен, очевидно, единице. В эксперименте мы наблюдаем, что при низком уровне мощности вплоть до критического значения мощности, измеренный уровень автокорреляционной функции составляет величину, близкую к единицы. При достижении мощности накачки критического значения, уровень автокорреляционной функции резко падает и при дальнейшем повышении уровня мощности практически не изменяется и находится на величине, близкой к той, которая должна была бы быть для полностью стохастического излучения, Рис. 3.10.

Дополнительно мы характеризуем отличие двух режимов генерации и по радиочастотному спектру биений, являющемуся мерой флуктуаций в нашей системе. Процедура измерений с помощью электрического анализатора спектра не является, строго говоря, стандартной процедурой измерения уровня шумов, подразумевающей внесение небольшой внешней модуляции на строго фиксированной частоте и измерение отклика системы на данную модуляцию при сканировании частоты внешней модуляции, однако технические простые измерения радиочастотного спектра биений в большой полосе (до 13 ГГц в нашем случае) позволяет

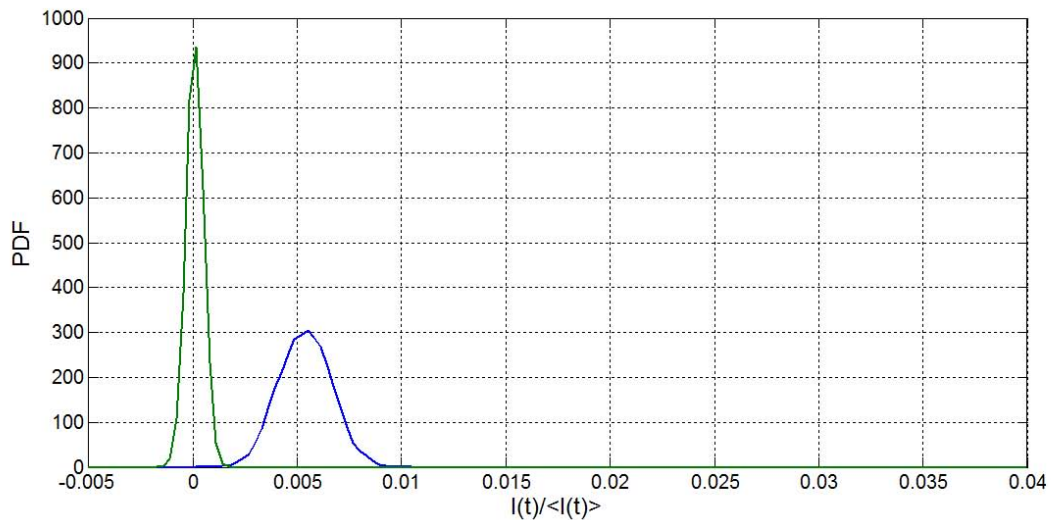


Рис. 3.8. Функция плотности вероятности нахождения интенсивности с заданным значением в ламинарном режиме (синяя линия) и для шума измерительного тракта (зеленая линия).

качественно различить уровень шумов в нашей системе. Как видно из Рис. 3.11, уровень шумов вплоть до частот 6 ГГц в случае ламинарной генерации существенно ниже, чем в случае турбулентной генерации (отметим логарифмическую шкалу по оси ординат на данном графике).

Таким образом, мы можем утверждать, что мы детектируем переход между двумя состояниями — ламинарным и турбулентным — в излучении волоконного ВКР-лазера. Действительно, полное число мод, выходящих в генерацию, составляет величину порядка 10^{-5} даже для ламинарного режима (полное число мод оценивается как типичная ширина спектра поделенная на межмодовое расстояние, определяемое длиной резонатора лазера). Ввиду этого, ламинарный режим принципиально отличается от одночастотного режима генерации лазеров [336, 312], так как вовлекает в одномоментную генерацию очень большое число различных спектральных компонент, сфазированных определенным образом так, что флуктуации суммарной интенсивности оказываются подавлены.

Прежде чем переходить к дополнительным доказательствам существования данного перехода и механизмов разрушения когерентности изначально когерентного ламинарного состояния остановимся на тех факторах, которые необходимо принять во внимание при экспериментальной

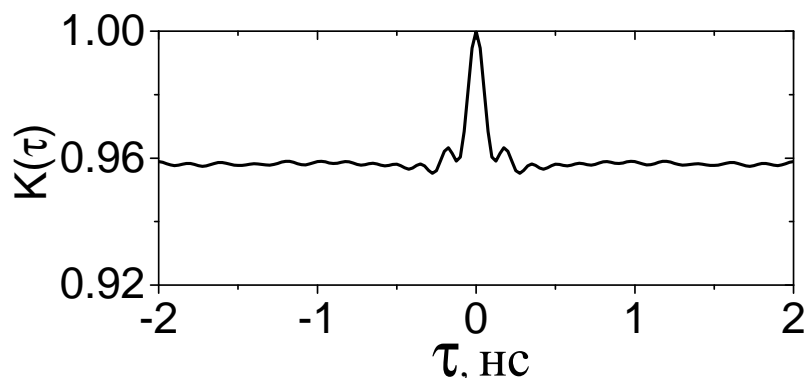


Рис. 3.9. Автокорреляционная функция интенсивности в ламинарном режиме при мощности накачки 0.8 Вт.

реализации ламинарного состояния.

Для того, чтобы экспериментально достичь ламинарной генерации, необходимо аккуратно рассмотреть такие факторы, как низкий уровень шумов в лазере накачки и спектральная форма использованных зеркал. Данные факторы, наряду с тщательно выбранной дисперсией волокна и длиной резонатора, оказываются критическими для достижения ламинарной генерации. Дополнительный шум в лазере накачки приводит к возникновению турбулентной генерации при любом уровне мощности накачки. Данный факт был проверен экспериментально путем использования различных лазеров накачки. При использовании стандартных волоконных ВКР-лазеров со специфицированным уровнем шумов на уровне -100 дБ/Гц ламинарной генерации не наблюдалось. При использовании специализированных волоконных ВКР-лазеров с подавленным уровнем шума до уровня -120 дБ/Гц в качестве источников накачки, ламинарная генерация наблюдалась.

Данный факт объясняется достаточно просто. Действительно, флуктуации интенсивности из волны накачки переносятся за счет фазовой кросс-модуляции в волну генерации, что ведет к стохастизации излучения в стоксовой компоненты и тому, что ширина спектра генерации оказывается определенной шириной спектра излучения лазера накачки, см. параграф 2.1.

Как было указано выше, перенос флуктуаций излучения накачки в стоксову компоненту был минимизирован за счет специального подбора

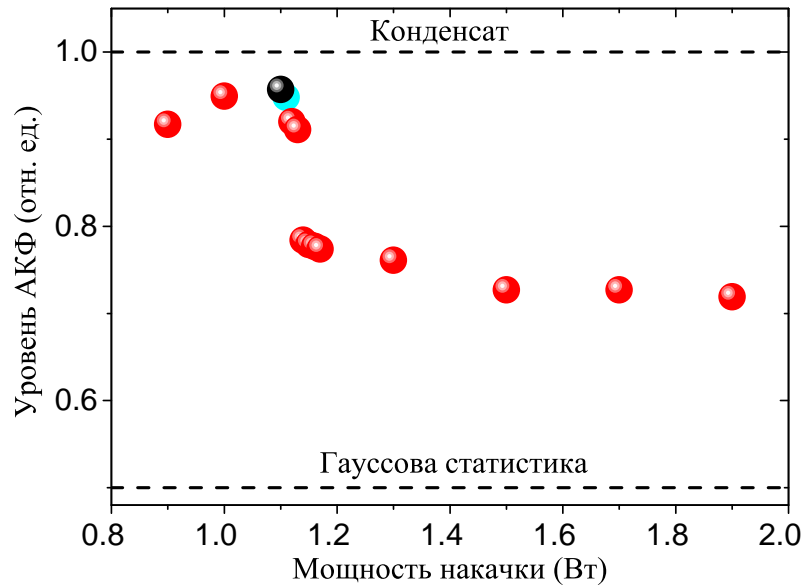


Рис. 3.10. Уровень автокорреляционной функции интенсивности, $K(\tau) = \langle I(t, T) \cdot I(t + \tau, T) \rangle$, измеренный при больших значениях временной отстройки τ . В случае генерации спектрального конденсата с постоянным уровнем интенсивности, $K(\tau) \rightarrow 1$. Для полностью стохастического излучения с гауссовой статистикой, $K(\tau) \rightarrow 0.5$.

типа лазера накачки.

Перемешивание поляризаций при генерации также может привести к разрушению ламинарного режима генерации. В наших экспериментах мы использовали контроллеры поляризации, помещенные внутрь резонатора для генерации излучения в линейной поляризации. Состояние поляризации контролировалось путем независимых измерений с помощью поляриметра. Оказалось, что остаточное перемешивание поляризаций сохраняется, так как измеренное значение степени поляризации составляло типичную величину около 0.9 (в полосе измерений до 250 МГц). Отметим, что, возможно, при более высоких частотах степень поляризации могла составлять и меньшую величину. Это могло являться дополнительным источником шумов, лимитирующим стабильность генерируемого спектрального конденсата и область мощностей, при которых наблюдается ламинарный режим.

Исключительно важным фактором является спектральный профиль использованных волоконных зеркал. Мы использовали зеркала со специальным профилем, широкополосные, бездисперсионные для реализации ламинарно-турбулентного перехода. Параметры допустимых зеркал

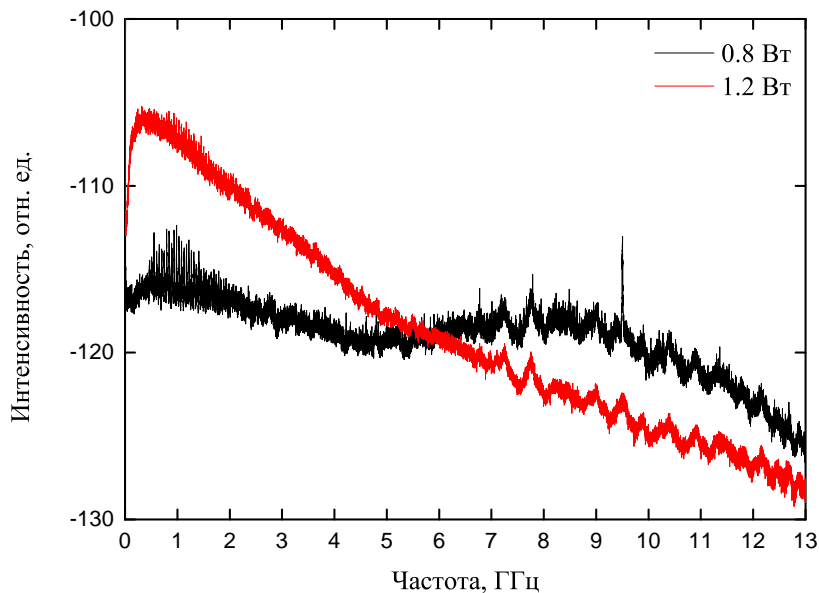


Рис. 3.11. Спектр радиочастотных биений в ламинарном (черная линия) и турбулентном (красная линия) режимах, измеренный в полосе до 13 ГГц.

определялись путем численного моделирования режима генерации в модели связанных нелинейных уравнений Шредингера. Было выявлено, что при использовании неоптимизированных с точки зрения дисперсии зеркал, ламинарный режим не достигался в численном счете, что подтвердилось и в специально проведенном эксперименте, в котором условия эксперименты были идентичны с точностью до замены тех зеркал, при которых достигался ламинарный режим, на идентичные зеркала, но без управления профиля дисперсии (с высоким значением оной). Ламинарный режим в этом случае в эксперименте пропадал.

Далее, спектральная форма зеркал резонатора представляет собой исключительную важность для реализации ламинарного режима. Понять это можно исходя из следующих простых соображений. Имеется поток энергии из спектрального конденсата в спектральные крылья за счет нелинейного взаимодействия посредством четырех-волнового смешения, рассмотренного в Главе 3. Данный уход энергии приводит к неустойчивости спектрального конденсата. При этом далекие спектральные крылья при каждом отражении излучения от зеркал резонатора выводятся из резонатора, что приводит к общей потере энергии интегрально по спектру. На следующем проходе резонатора, таким образом, для восстановления равновесной ситуации должен быть осуществлен дополнительный поток

энергии из спектрального конденсата в далекие спектральные крылья для восстановления их плотности мощности. В случае, если зеркала резонатора спектрально узкие и имеют плавную колоколообразную форму, это приводит к большим потерям энергии из спектрального конденсата, чем это могло бы быть в случае широких зеркал и/или зеркал, имеющих более прямоугольный спектральный профиль.

Для достижения генерации в ламинарном режиме мы применяли зеркала специальной спектральной формы, исходя из указанных выше качественных соображений. При этом мы осуществляли предварительное численное моделирование для установления возможности генерации ламинарного режима при данной форме зеркал. В частности, нами был установлен следующий примечательный факт. Мы сравнили ширину спектра генерации лазеров, которые идентичны с точностью до значения дисперсии на лазерных зеркалах. В одном случае зеркала имели стандартную для волоконных брэгговских решеток дисперсию величины ~ 1000 пс/нм, в другом — отсутствие какой-либо дисперсии. Для волоконного лазера со стандартными зеркалами реализуется лишь турбулентная генерация для любых значений ширины спектрального профиля зеркал резонатора. При этом ширина спектра излучения и, следовательно, и количество различных мод, выходящих в генерацию, монотонно растет с ростом спектральной ширины зеркал, как и ожидается для стандартного лазера [337]. Для лазера с оптимизированными дисперсионными профилями зеркал, ширина спектра генерации оказывается сравнимой с шириной спектрального профиля зеркала и растет лишь до определенной ширины зеркал, а именно пока ширина спектрального профиля зеркала не принимает значение 1.5 нм. В этом случае лазер также излучает в турбулентном режиме. Однако при дальнейшем росте ширины спектрального профиля зеркал лазера, против всяких ожиданий, ширина спектра генерации лазера начинает уменьшаться и в конечном итоге насыщается на уровне порядка 0.1 нм, что гораздо меньше, чем ширина спектрального профиля отражения зеркал. В этом случае устанавливается ламинарный режим генерации. Для очень широких зеркал генерируемая волна практически не испытывает потерь при отражении от них, и форма спектра генерации остается практически неизменной на

протяжении всего обхода лазерного резонатора.

Наконец отметим, что указанные специфические требования к волоконным зеркалам для достижения ламинарного режима генерации не могут быть соблюдены при использовании стандартных коммерчески доступных продуктов. Поэтому сначала был определен спектральный и дисперсионный профиль необходимых зеркал путем численного моделирования режима осуществляемой лазерной генерации (расчет производился С. Смирновым). Далее, был рассчитан необходимый профиль показателя преломления вдоль волокна для достижения заданных спектральных и дисперсионных характеристик (расчет производился Е. Турицыной). Далее была произведена запись по рассчитанному профилю показателя преломления на установке по записи волоконных брэгговских решеток в Астонском университете (запись зеркал производил Х. Шу). Наконец, изготовленные зеркала экспериментально характеризовались и использовались в эксперименте.

3.3. Механизм разрушения когерентности и перехода в турбулентный режим

Для дальнейшего исследования свойств ламинарной и турбулентно генерации, а также выявления механизма потери когерентности и разрушения ламинарного режима генерации мы провели измерения пространственно-временной динамики излучения. Детали техники изложены в параграфе 1.4, здесь мы напомним лишь ключевые моменты. Мы проводили измерения в режиме реального времени зависимости интенсивности излучения от времени t подобные тем, что представлены на Рис. 3.5, однако измерения проводились непрерывно в течение промежутка времени, много большего времени обхода резонатора. Измерения совершались на выходе из лазера в одной (фиксированной) точке по пространственной координате. Длина регистрируемого отрезка временной динамики составляла величину до 6 миллисекунд, что определялось частотой дискретизации осциллографа и общим объемом внутренней памяти осциллографа. В нашем случае измерения проводились с частотой

дискретизации до 80 Гс/с, что соответствует времени дискретизации 12.5 пс. Время обхода резонатора длиной 770 метров составляло величину $T_{RT} = 2Ln/c = 7.7$ мкс. Таким образом, мы могли проводить измерения на временах эквивалентных распространению на величину около 800 проходов резонатора. Для построения пространственно-временных динамик интенсивности $I(t, T)$ мы находили время обхода резонатора с точностью до 10^{-6} из анализа автокорреляционной функции интенсивности излучения, $K(\tau)$, построенной, в отличие от случая, представленного на Рис. 3.9, по длине временного интервала много превышающем время обхода резонатора. Время обхода резонатора рассчитывалось как расстояние между соседними пиками в автокорреляционной функции. После этого временная динамика разделялась на сегменты, имеющие длину T_{RT} , которые послойно укладывались в двумерную матрицу данных, визуализированную на Рис. 3.12. Разрешение по медленной эволюционной координате в таком подходе составляет один обход резонатора.

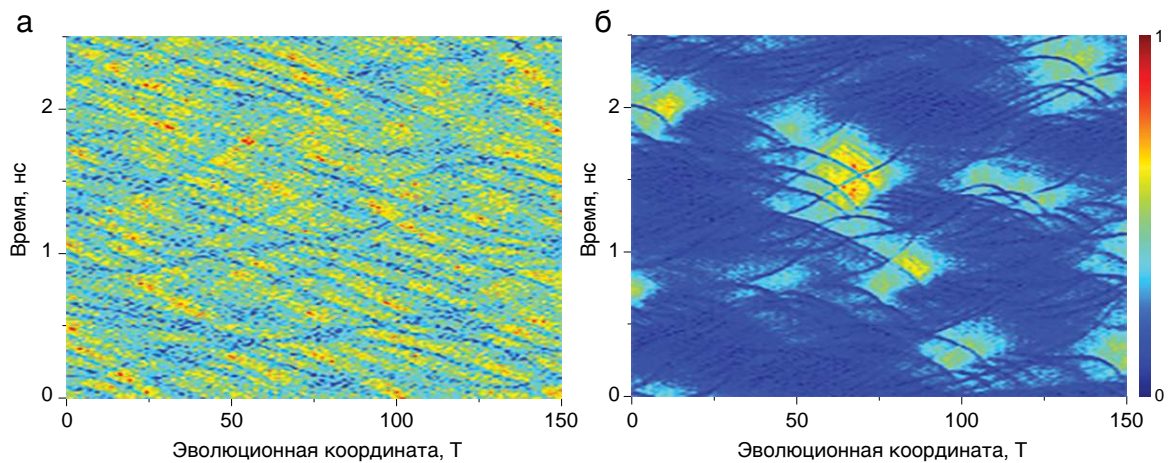


Рис. 3.12. Экспериментально измеренная пространственно-временная динамика излучения в различных режимах. (а) Ламинарный режим (б) Турбулентный режим. Измерения сделаны при мощности чуть меньше (ламинарный режим) и чуть больше (турбулентный режим) критической мощности перехода. Цветовая шкала кодирует значения интенсивности.

Укажем, что понимается под термином “пространственно-временная динамика” в нашем случае. Интенсивность излучения измеряется как функция времени t в фиксированной точке пространства. Так как свет совершает обходы резонатора, на выходе из лазера он имеет внутрен-

ную цикличность, связанную с такими обходами. Мы отсчитываем медленное эволюционное время T в терминах количества обходов резонатора или времени, необходимого на совершение заданного количества обходов резонатора. В результате и применяя процедуру, описанную выше, мы измеряем интенсивность как функцию двух переменных, одна из которых является непрерывной (время t внутри исследуемого временного окна; считается непрерывной с точностью до дискретизации, вносимой осциллографом по временной координате). Другая переменная $T \equiv T_{\mathbf{x}} = N \cdot T_{RT}$ является принципиально дискретной. Здесь N — количество совершенных обходов резонатора. Зависимость от временной переменной t после перехода в систему отсчета, сопутствующую данному пакету путем трансформации $t \rightarrow t - x/c$ соответствует зависимости интенсивности излучения от пространственной переменной x вдоль оптического волокна (с точностью до знака). Медленные процессы накачки и диссипации энергии, нелинейность и дисперсия играют свою роль на других масштабах времени, вдоль обходов резонатора, что ведет к медленной эволюции спектральных свойств излучения за многие обходы резонатора. В этом смысле медленная эволюционная переменная T играет роль времени, тогда как быстрая эволюция по переменной t — роль пространственной координаты. Тем не менее везде далее мы сохраняем обозначения для пространственно-временной динамики в виде $I(t, T)$ для того, чтобы было легче проводить сравнение с обычной одномерной временной динамикой $I(t)$. Также смотри параграф 1.4 для более детального пояснения.

Измеренная пространственно-временная динамика интенсивности имеет разную природу в ламинарном и турбулентном режимах, Рис. 3.12. В ламинарном режиме картина гораздо более однородно, что отражает факт подавленных флуктуаций интенсивности. Интенсивность более или менее постоянна (за исключение некоторых темных извилистых полос, которые мы обсудим позднее), что доказывает генерацию конденсата, который должен иметь постоянный уровень интенсивности в идеальном случае. В турбулентном режиме наблюдаются пропадающие и вновь возникающие пространственно-временные паттерны — области высокой интенсивности излучения, имеющие типичную ромбовидную форму, ко-

торые окружены участками с практически нулевой интенсивностью. В турбулентном режиме также наблюдаются извилистые полосы, в которых интенсивность близка к нулю. Так как типичная нелинейная длина при в точке перехода составляет величину $L_{NL} = 1/(\gamma I) \sim 1$ км, а длина извилистых полос составляет многие десятки и даже сотни обходов резонатора, то есть многие десятки и сотни нелинейных длин, то можно с уверенностью заключить, что наблюдаются когерентные структуры некоторого типа. Специально отметим, что в обычном временном представлении $I(t)$ не возможно сделать данного вывода, так как, во-первых, временные динамики сильно зашумлены, а во-вторых, типичная ширина наблюдаемых когерентных структур составляет величину не многим более разрешающей способности осциллографа, определяемой его полосой измерения. Таким образом одиночный выброс интенсивности практически до нулевого значения не может быть принят во внимание. Измерение эволюции данного выброса на протяжении десятков и сотен нелинейных длин в пространственно-временной динамики излучения позволяет сделать вывод о его когерентной природе.

Природа выявленных когерентных структур может быть выяснена путем изучения их временного профиля и изменения фазы излучения вдоль такой структуры. Однако экспериментальные возможности не позволяют получить ответы на данные вопросы. Действительно, быстродействие самых современных осциллографов (с полосой до 60 ГГц) не отличается радикальным образом от использованного в наших экспериментах инструмента (36 ГГц), таким образом профиль интенсивности данных структур не может быть измерен в режиме реального времени. Кроме того, очевидно, не может быть зарегистрирована фаза излучения. Методы сверх-быстрой регистрации временной динамики, включая фазу, основаны в основном на использовании достаточно энергетических импульсов, амплитудная и фазовая информация о которых может быть зарегистрирована в системах наподобие FROG (Frequency resolved optical gating), [338]. Однако в нашем случае, во-первых, структуры практически не несут в себе энергии, так как являются провалами в интенсивности, а во-вторых, генерируются квази-стохастическим образом, тогда как для регистрации их с помощью техник FROG требуется последова-

тельность одинаковых импульсов.

Для того, чтобы выявить природу обнаруженных когерентных структур и прояснить их роль в разрушении когерентности и переходе из ламинарного в турбулентный режим генерации нами было использовано численное моделирование. Отметим, что проводимое численное моделирование преследовало двойную цель. Кроме указанного вопроса по определению типа и роли когерентных структур, нам также было необходимо провести расчет параметров лазерной генерации для широкого набора параметров резонатора лазера для того, чтобы определить ту область, при которой возможна ламинарная генерация. Как мы видели выше, ламинарная генерация является чувствительной ко многим факторам, поэтому без тщательного предварительного численного моделирования было бы невозможно реализовать ламинарный режим и ламинарно-турбулентный переход в эксперименте.

Для численного расчета параметров ламинарной генерации и определения области параметров, где такая генерация возможна, мы использовали скалярную модель на основе связанных нелинейных уравнений Шредингера. Как хорошо известно, модель на основе нелинейного уравнения Шредингера широко используется для описания самых разных генерационных режимов лазеров различных типов, описывает когерентные структуры в излучении, процессы, подверженные сильному влиянию шумов в оптических волокнах и т.д. [333, 334, 265, 339, 65, 58, 340, 198, 89].

Мы использовали два комплиментарных подхода. Первый базировался на представлении излучения как набора различных мод резонатора и изучении их эволюции с обходами резонатора. Другой подход основывался на вычислении динамики поля при распространении вдоль оптического волокна.

Анализ медленной эволюции собственных мод лазерного резонатора (расчет по данной модели осуществляла Е. Турицына) основывается на модели, которая представляет излучение как набор продольных мод, медленная эволюция огибающей которых описывается набором обыкновенных дифференциальных уравнений, которые могут быть получены из обобщенного нелинейного уравнения Шредингера для противонаправленных стоксовых волн генерации. Подробный вывод указан в параграфе

2.3, а также работах [341, 333, 334], здесь же приведем лишь окончательное выражение, позволяющее рассчитать эволюцию по обходам резонатора для комплексной амплитуды m -ой продольной моды:

$$\frac{T_{RT}}{L} \frac{dE_m}{dT} = [G_m - i\beta_2 \Omega_m^2] E_m + i\gamma \sum_{i,k} E_i E_k E_{i=k-m}^*, \quad (3.1)$$

Здесь $T_{RT} = 2Ln/c$ время обхода резонатора, n есть показатель преломления, L есть длина резонатора. Слагаемые в правой части уравнений описывают интегральное усиление за вычетом потерь (G_m), дисперсию групповых скоростей (β_2), четырех-волновое взаимодействие за счет керровской нелинейности. Дисперсионный фактор Ω_m^2 и фактор усиления/потерь G_m определяются образом, аналогичным тому, как это было сделано в параграфе 2.3. А именно, $\beta_w \Omega_m^2 = \beta_2 (m\Delta)^2$, где Δ есть расстояние (по частоте) между соседними продольными модами. Суммарное усиление за вычетом потерь на волоконных зеркалах определяется как: $G_m = g - \delta_m/(2L)$, где δ_m есть эффективные полные потери на зеркалах, определенные для m -ой продольной моды; $\delta_m = -\ln [R_1(\Omega_m)R_2(\Omega_m)]$. При этом полное усиление g переопределено таким образом, что включает в себя линейные потери α , то есть $g = g_R \bar{P} - \alpha$, а усредненная (по длине резонатора) мощность волны накачки \bar{P} определяется выражением (2.5).

Данное уравнение имеет простое аналитическое стационарное решение в виде идеального одномодового спектрального конденсата (то есть одной спектральной компоненты с постоянной интенсивностью), длина волны (частота) которого соответствует максимуму профиля потерь/усиления (G_m), см. [333, 334]. Данный монохроматический спектральный конденсат линейно неустойчив в случае аномальной дисперсии, $\beta_2 < 0$, (так называемый случай модуляционной неустойчивости), и линейно устойчив в случае нормальной дисперсии, $\beta_2 > 0$. В данной главе, напомним, рассматривается линейно стабильный случай нормальной дисперсии.

Другая модель, которая позволяет проводить более детальное сравнение с экспериментом, есть система связанных обобщенных нелинейных уравнений Шредингера (расчет производился С. Смирновым), идентичная использованной в параграфе 2.2. Для удобства чтения приведем тут

эту модель:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_p}{\partial z} - \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial E_p}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 E_p}{\partial t^2} + \frac{\alpha_p}{2} E_p = \\
= i\gamma_p |E_p|^2 E_p - \frac{g_R(\Omega)}{2} \frac{\lambda_s}{\lambda_p} (\langle |E^\pm|^2 \rangle + \langle |E^\mp|^2 \rangle) E_p, \\
\frac{\partial E^\pm}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 E^\pm}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} E^\pm = i\gamma |E^\pm|^2 E^\pm + \frac{g_R(\omega)}{2} \langle |E_p|^2 \rangle E^\pm. \quad (3.2)
\end{aligned}$$

Эволюционная координата T , определяемая в экспериментах, связана с координатой распространения z посредством следующей зависимости: $T = \frac{z}{2L} T_{RT}$. Количество проходов резонатора определяется как $N = \frac{z}{2L}$ (очевидно, оно может составлять лишь целое число). Индексы s и p , как и ранее, нумеруют волну генерации и волну накачки, соответственно. При мощности генерации меньше 1 Вт типичная нелинейная длина L_{NL} составляет величину около 1 км, что много больше типичной дисперсионной длины, на которой волна накачки и волна генерации разбегаются за счет разницы групповых скоростей, $L_\omega \sim 1$ метр. Поэтому уравнения были усреднены по масштабу $L_\omega \ll L_a \ll L_{NL}$.

По сути, отличие полной модели (3.2) от модели (3.1), описывающей среднюю эволюцию различных продольных мод вдоль проходов резонатора, состоит в том, что модель (3.2) учитывает флуктуации усиления за счет быстрых флуктуаций интенсивности волны накачки ввиду того, что волна накачки также представляет собой частично-когерентное непрерывное излучение. Этим обуславливается тот факт, что уровень шумов конденсата в модели (3.2) оказывался выше, чем в модели, описывающей среднюю эволюцию различных продольных мод. Это, однако, не сказывается на основных параметрах перехода, таких как мощность перехода и механизм ламинарно-турбулентного перехода.

Приведем значения параметров, использованных в численном расчете: $\alpha_p = 0.07$ дБ/км, $\alpha = 0.052$ дБ/км, $\beta_{2p} = 34$ пс²/км (режим нормальной дисперсии), $\beta_2 = 56$ пс²/км (режим нормальной дисперсии), $\gamma = 3$ (км·Вт)⁻¹, $g_R = 0.6$ (км·Вт)⁻¹. Длина резонатора, напомним, составляла величину 770 метров, однако мы также проводили расчеты при различных длинах вплоть до 13 км. Для всех систем получались сходные результаты по свойствам ламинарной генерации и ламинарно-турбулентного перехода. Результаты обеих численных моделей, безуслов-

но, также согласовывались друг с другом.

В целом, численное моделирование обеими подходами демонстрирует ламинарно-турбулентный переход в волоконном лазере при сравнимом уровне мощности накачки и тех же параметрах системы в целом. В частности, в численном моделировании наблюдаются пространственно-временные динамики излучения, сходные с экспериментально зарегистрированными как в ламинарном, так и в турбулентном режимах. Гораздо более важно, что численное моделирование позволяет доказать, что режим генерации, который мы ассоциируем с ламинарным состоянием, действительно является когерентным спектральным конденсатом, а наблюдаемый переход связан с разрушением когерентного конденсата. Действительно, как известно, когерентный конденсат должен поддерживать распространение на своем фоне длинных звуковых волн, которые удовлетворяют дисперсионному соотношению Боголюбова, а именно $\omega \propto k$, [342]. При этом дисперсионные волны отличный дисперсионный закон, а именно $\omega \propto k^2$. Численное моделирование позволяет рассчитать исходя из пространственно-временной динамики, $I(t, T)$, пространственно-временной спектр излучения, $I(\omega, k)$ и показать, что в случае ламинарного режима, рассчитанный дисперсионный закон действительно имеет форму прямых наклонных линий, тогда как в случае турбулентной генерации — параболическую форму, в полном соответствии с предсказаниями [342]. Однако детальное рассмотрение данного вопроса лежит за пределами данной диссертации, поэтому мы опустим подробное описание данного факта, ограничившись его упоминанием и тем, что в волоконном лазере действительно генерируется когерентный спектральный конденсат, который потом разрушается при переходе в турбулентное состояние.

Остановимся подробно лишь на аспекте типа генерируемых когерентных структур и их роли в разрушении ламинарной генерации и переходе к турбулентности.

За счет того, что в численном моделировании у нас имеется полная информация об амплитуде излучения и недоступной в эксперименте фазе, а также точность вычисления вдоль временной координате как минимум на порядок превышающая точность, достигаемую в эксперименте,

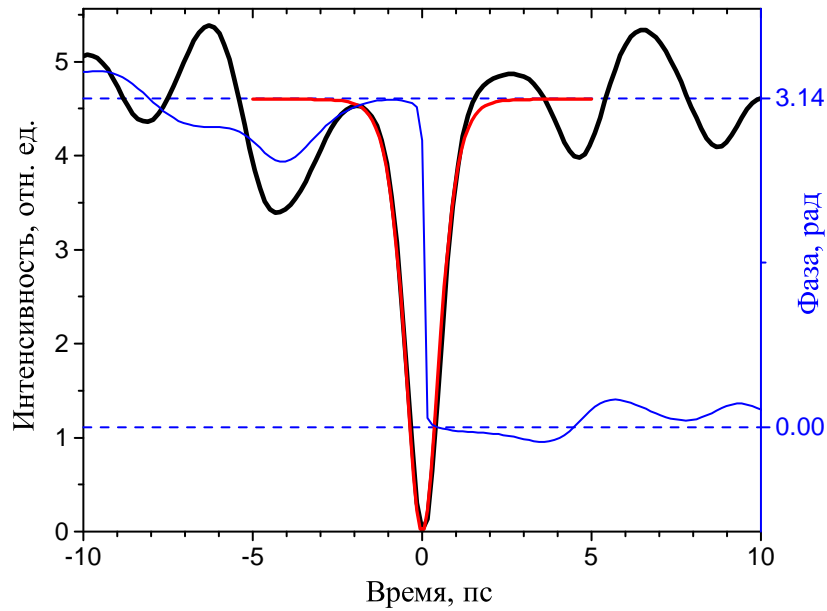


Рис. 3.13. Темные и серые солитоны, генерируемые на ламинарном фоне. Показан интенсивность излучения вдоль когерентной структуры. Чёрная линия — численно рассчитанный профиль интенсивности путём моделирования режима генерации лазера. Красная линия — аналитическая форма для темного солитона, имеющего нулевую амплитуду в центре структуры. Синяя линия — изменение фазы излучения вдоль когерентной структуры. Хорошо виден специфический сдвиг фазы на π в центре когерентной структуры, что характерно для темного солитона.

то численное моделирование позволяет нам сделать важный вывод о типе наблюдаемых в эксперименте когерентных структур. Для этого мы в численном моделировании определили форму соответствующего провала интенсивности, а также выяснили закон изменения фазы вдоль данной когерентной структуры. Оказалось, что временная зависимость интенсивности излучения вдоль когерентной структуры хорошо описывается аналитической функцией $\tanh t$, Рис. 3.13, которая, в свою очередь, является формой так называемого темного солитона, [343]. Если амплитуда в центре структуры не равна нулю, то такая структура называется серым солитоном. Как известно, фазовый скачок в центре темного/серого солитона зависит от его глубины [343]. В случае темного солитона со значением амплитуды, равным нулю в центре структуры, фазовый скачок должен составлять величину ровно равную π . Учитывая, что и временная форма, и фазовый скачок продемонстрированной на Рис. 3.13 когерентной структуры точно совпадает с аналитическими предсказаниями,

мы можем утверждать, что наблюдаемая в численном моделировании структура является темным солитоном. На самом деле, как показывают дополнительные численные расчеты, возможна генерация широкого набора темных и серых солитонов с различными параметрами, которые, помимо прочего, могут взаимодействовать друг с другом и/или с конденсатом, на котором они генерируются.

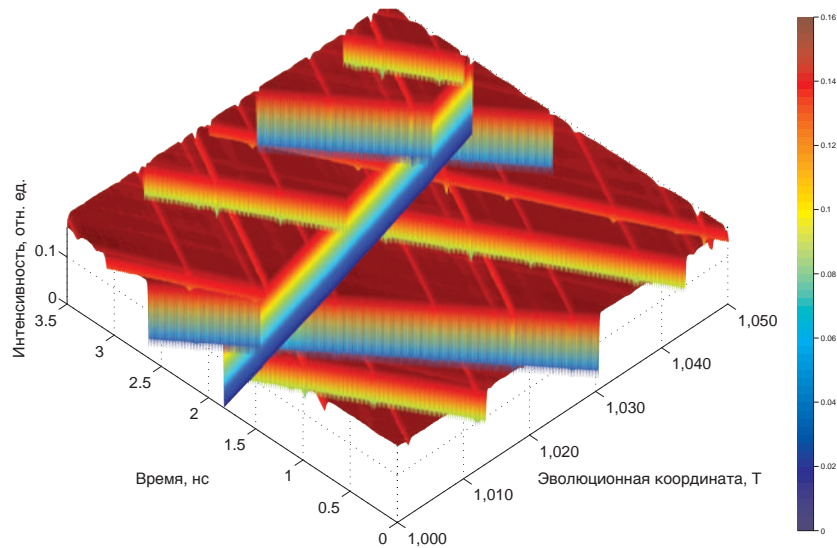


Рис. 3.14. Темные и серые солитоны, бегущие в разных направлениях на фоне конденсата. Показан один темный солитон и несколько серых солитонов, имеющих различные направления и величину скорости относительно конденсата. Показан вид снизу, то есть со стороны нулевых интенсивностей.

Скорость темных и серых солитонов также зависит от их глубины и, вообще говоря, отличается от групповой скорости конденсата, на котором они генерируются. В результате, конденсат оказывается испещрен темными когерентными структурами, бегущими по нему в разных направлениях и с разной скоростью, Рис. 3.14, так что общая временная динамика лазера даже в ламинарном режиме будет выглядеть достаточно шумовой, ср. с Рис. 3.5, несмотря на то, что лазер генерирует в режиме с достаточно высокой степенью когерентности. Отметим, что темные и серые солитоны проходят друг через друга без сильного изменения своих свойств, так что большое количество актов взаимодействия необходимо для процессов их кластеризации, что в последующем ведет к разрушению конденсата.

Также численное моделирование позволяет нам выявить механизм

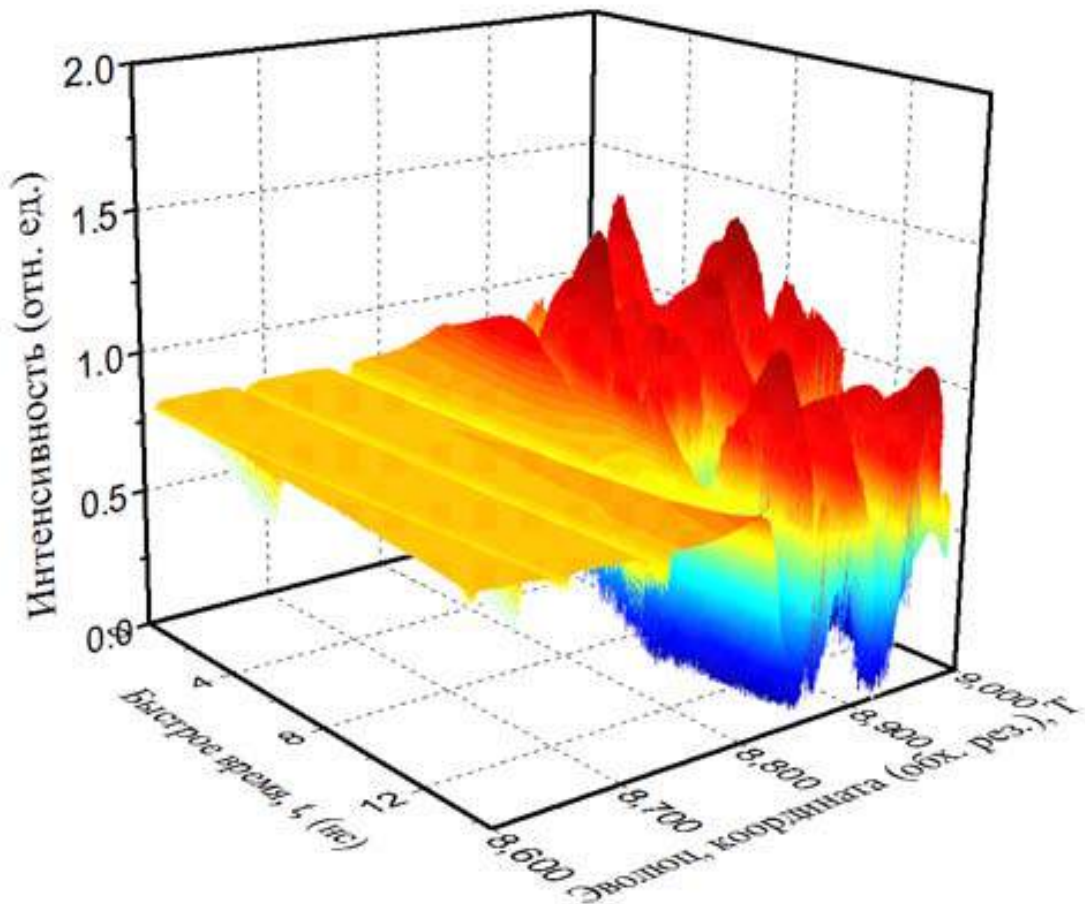


Рис. 3.15. Численно рассчитанная пространственно-временная динамика излучения $I(t, T)$ при ламинарно-турбулентном переходе. Кластер темных солитонов создает область с уменьшенным значением интенсивности в уровне конденсата. Данная область распространяется с отрицательной скоростью в системе отсчета, в которой конденсат покоится. Движение по координате t (за счет разницы скоростей) циклично в численном моделировании, то есть точки $t = 0$ нс и $t = 2.5$ нс отождествлены. На номере прохода резонатора, равном примерно $T = 8,800$, область с уменьшенным значением интенсивности уже достаточно глубока и широка, чтобы разбить конденсат на две и, позднее, большое количество составляющих. Цветовая шкала кодирует значения интенсивности.

разрушения когерентности и перехода ламинарного режима в турбулентный. Действительно, при увеличении мощности накачки или длины резонатора, а также с течением медленного эволюционного времени (если конденсат не стабилен) все больше и больше солитонов выходит в генерацию, что в конечном итоге ведет к возникновению турбулентности. Рис. 3.15 иллюстрирует, как переход разивается с течением медленного

эволюционного времени. Момент перехода явно виден как разрушение пространственной когерентности и образование различных, не связанных друг с другом частей конденсата.

В численном счете мы имеем возможность проследить в деталях процесс такого перехода. Рис. 3.16 показывает численно рассчитанную временную динамику излучения при различных значениях медленной эволюционной координаты. Отметим, что абсолютные значения данной координаты не так важны, так как переход совершается вероятностным образом, важно качественное поведение структур при данном переходе. Так, при значении координаты в $T = 8500$ данной фиксированной численной реализации спектральный конденсат является стабильным, и на нем распространяется небольшое число темных и серых солитонов, Рис. 3.16а. С течением медленного эволюционного времени (обходов резонатора, Рис. 3.16б, растет число генерируемых темных и серых солитонов и начинается процесс их кластеризации, то есть агрегирования солитонов в одном и том же месте по пространственной координате (быстрому времени t). В конце концов кластеризация темных и серых солитонов приводит к тому, что изначальный спектральный конденсат распадается на две независимые части, разделенные кластером солитонов, Рис. 3.16с. Процесс продолжается и приводит к турбулентному режиму генерации, в котором наблюдается генерация большого числа темных и серых солитонов, а также некоторых остатков спектрального конденсата, которые формируют воспроизводимые области повышенной интенсивности на пространственно-временных картинах эволюции излучения, ср. с экспериментальными данными на Рис. 3.12б. Аналогичная картина воспроизводится и в численном счете, Рис. 3.15. Таким образом, мы заключаем, что экспериментально наблюдаемый и численно моделируемый ламинарно-турбулентный переход в волоконных лазерах вызван генерацией и кластеризацией темных и серых солитонов на конденсате.

После разрушения конденсата, как видно из приведенных экспериментально измеренных пространственно-временных динамик эволюции излучения, Рис. 3.12б, сохраняется некая периодичность в излучении, то есть оно не является полностью стохастическим. Действительно, мы рассчитываем автокорреляционную функцию интенсивности, но не по быст-

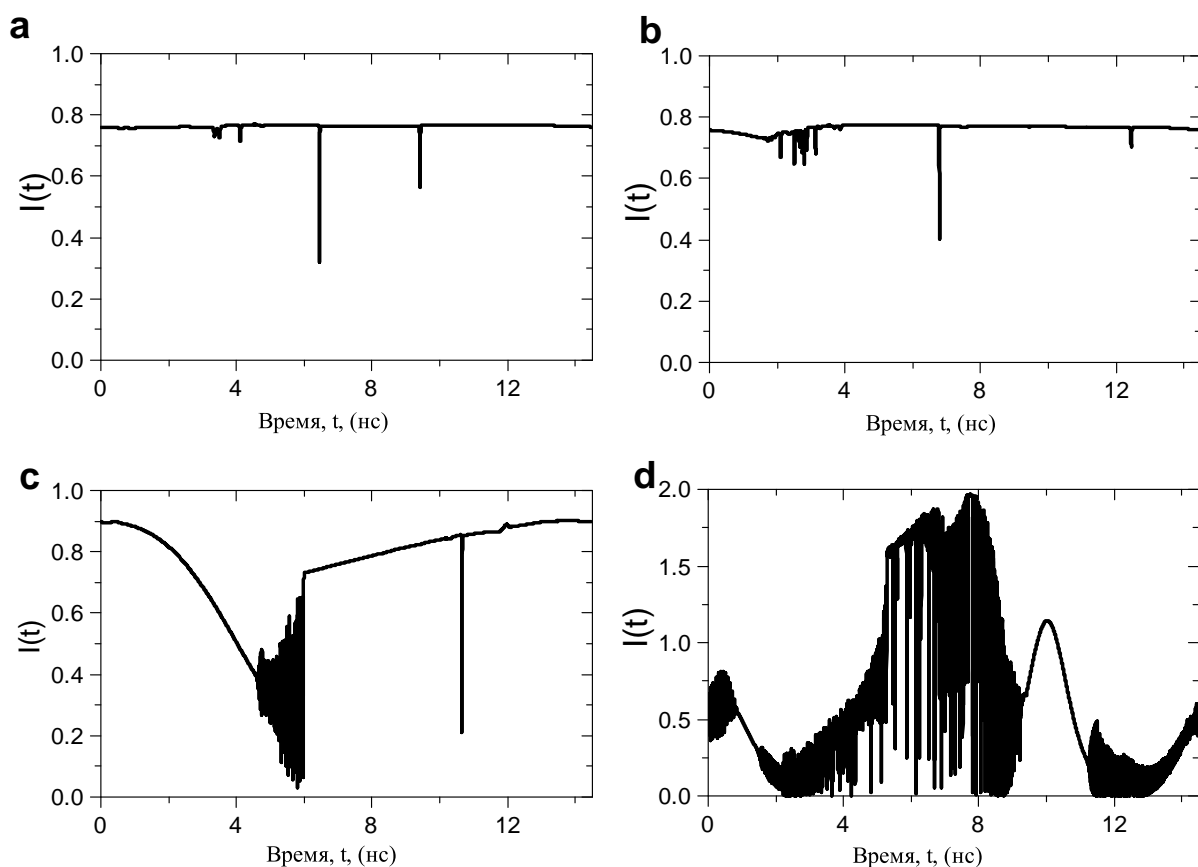


Рис. 3.16. Численно рассчитанная динамика излучения при разных значениях медленной эволюционной координаты: (а) Конденсат с редкими изолированными солитонами, $T = 8500$ обходов резонатора, (б) Начало кластеризации солитонов, $T = 8650$ обходов резонатора, (с) Разрушение конденсата, $T = 8800$ обходов резонатора, (д) Турбулентность, $T = 9000$ обходов резонатора.

рому времени t , как обычно, а по медленному эволюционному времени T , а именно мы рассчитываем следующую величину из экспериментальных данных, $K(\xi) = \langle I(t, T) \cdot I(t, T + \xi) \rangle_T$ при фиксированном значении быстрого времени t . Как видно из Рис. 3.17, в системе присутствует некоторая периодичность с периодом порядка 50 обходов резонатора, При этом амплитуда автокорреляционных пиков высших порядков, расположенных не при нулевой отстройке ξ , составляющая величину более 0.8, говорит о том, что высока степень воспроизводимости имеющихся паттернов в излучении от периода к периоду.

Далее мы используем аналогию между течениями жидкости в трубах и лазерной генерации основываясь на том фундаментальном факте, что обе системы испытывают переход к турбулентности за счет потери

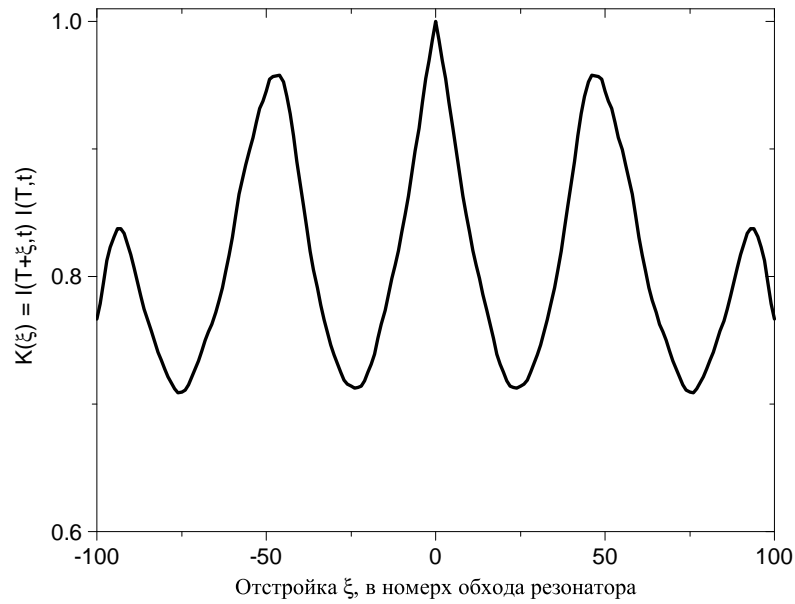


Рис. 3.17. Экспериментально измеренная автокорреляционная функция интенсивности по медленной эволюционной координате.

пространственной когерентности, и данный переход осуществляется вероятностным образом. В трубах течения жидкости контролируются безразмерным контрольным параметром — числом Рейнольдса, Re , которое определяется как отношение характеризующая отношение нелинейного и диссипативного членов в уравнении Навье-Стокса. Отношение нелинейного и линейного слагаемых в нелинейном уравнении Шредингера, описывающего лазерную генерацию в непрерывных волоконных ВКР-лазерах, есть отношение дисперсионного слагаемого к нелинейному слагаемому. Данное соотношение должно играть роль безразмерного параметра, который определяет поведение лазерной системы [333, 334]. Мы ожидаем, что ламинарный режим генерации соответствует меньшей полной нелинейности, чем турбулентный режим генерации. Отметим, что значение безразмерного параметра, при котором происходит переход к турбулентности в линейно-стабильных системах чувствительно ко многим параметрам, и принимает различные значения в различных системах. Например, использование труб с очень гладкими стенками, использование внешнего акустического воздействия, может помочь течению оставаться ламинарным и при больших значениях числа Рейнольдса. Аналогично этому, как мы покажем ниже, генерация спектрального конденсата в волоконном лазере оказывается сильно чувствительно к таким

параметрам как поляризация излучения, уровень шумов в излучении накачки, спектральная форма зеркал, составляющих резонатор лазера.

Переход к турбулентности в течениях в трубах увеличивает сопротивление к прокачке, что, соответственно, ведет к снижению средней скорости потока и уменьшает число Рейнольдса (определяемое как произведение скорости на радиус, делённое на вязкость). В волоконном лазере аналогичным образом определенный безразмерный контрольный параметр Re будет прямо пропорционален полной нелинейности, γIL , и обратно пропорционален полной дисперсии на ширине спектра, $Re = \gamma I / \beta_2 \mathcal{V}^2$, где \mathcal{V} есть характерная ширина спектра.

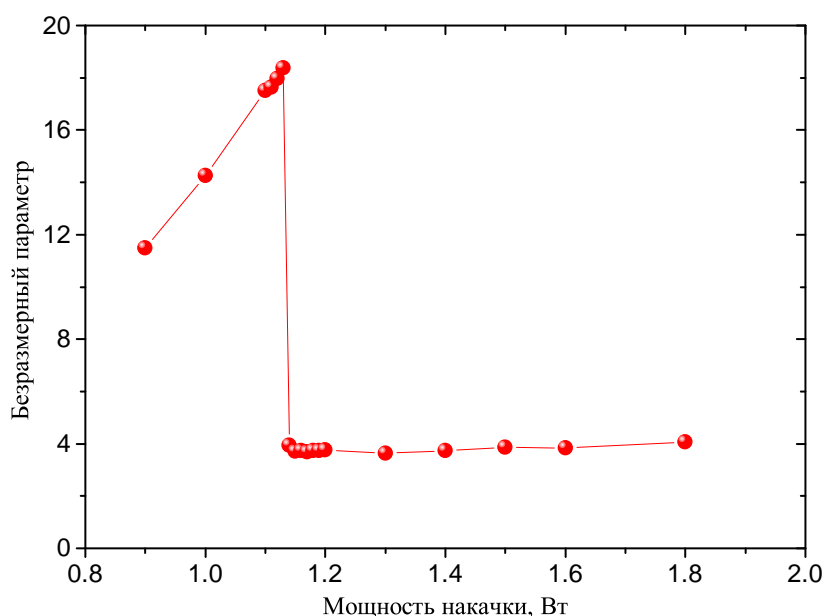


Рис. 3.18. Значение контрольного безразмерного параметра как функции мощности накачки.

В частности, на Рис. 3.18 показано значение контрольного безразмерного параметра, определенного выше. Расчет произведен на основе экспериментальных данных исходя из параметров использованного волокна, мощности генерации, измеренной ширины спектра генерации. Как видно из рисунка, значение безразмерного контрольного параметра при лазерной генерации растёт с ростом мощности накачки и резко падает при ламинарно-турбулентном переходе аналогично тому, как это происходит при ламинарно-турбулентном переходе в течениях жидкости в трубах. Основная причина падения данного параметра — резкое уменьшение ширины спектра генерации, так как мощность излучения остается

практически неизменной при ламинарно-турбулентном переходе.

Таким образом, в данной главе мы экспериментально показали, что в непрерывных волоконных ВКР-лазерах кроме турбулентного режима генерации, который реализуется обычно, при соблюдении специальных условий возможен также ламинарный режим генерации как совокупность большого количества скоррелированных продольных мод, так что результирующая интенсивность излучения имеет более низкий уровень флуктуаций интенсивности по сравнению с уровнем в турбулентном режиме, а излучение в целом имеет более высокую степень когерентности по пространственной координате (эквивалентной быстрому времени). При этом переход от ламинарного к турбулентному режиму осуществляется пороговым образом за счет генерации и последующей кластеризации темных и серых солитонов.

Глава 4

Непрерывный волоконный ВКР-лазер со случайной распределённой обратной связью

[201, 202, 203, 204, 205]

4.1. Концепция волоконного ВКР-лазера со случайной распределённой обратной связью

В предыдущих главах нами был рассмотрен и описан режим турбулентной генерации в непрерывном волоконном ВКР-лазере, который в основном и реализуется в лазерах такого типа, а также специальный ламинарный режим генерации, в котором достигается существенное подавление флуктуаций интенсивности стохастического излучения и генерация узкого спектра с многочисленными коррелированными модами.

Данная глава будет посвящена демонстрации и описанию еще одного принципиально нового режима генерации в волоконных ВКР-лазерах, а именно режима, основанного на случайной распределенной обратной связи, или, другими словами, речь пойдет о стохастическом режиме генерации в случайном волоконном ВКР-лазере.

В целом, новые типы случайных лазеров представляют неизменный интерес для исследователей. Прежде чем перейти к описанию концепции волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью, являющегося случайным лазером, опишем встречающиеся в литературе подходы по получению генерации в одномерной системе, так как оптическое волокно представляет собой именно такую систему.

Обычно случайные лазеры обладают такими генерационными свойствами как импульсная генерация со сложной нерегулярной формой импульсов, сложный, многопиковый спектр генерации, причем положение спектральных пиков может изменяться от импульса к импульсу, иррегулярная или изменяющаяся диаграмма направленности, что обусловлено сложными процессами установления генерации в объемных случайных средах. Указанные свойства относятся к очевидным недостаткам случайных лазеров и делают их менее привлекательными в этом ключе по сравнению с лазерами обычных типов. Случайные лазеры пониженной размерности могут быть лишены некоторых из указанных недостатков. Например, в теоретической работе [344] было показано, что одномерный случайный лазер, работающий в режиме сильной локализации, обладает сниженным порогом генерации, значение которого экспоненциально падает с увеличением длины системы. Далее, в работе [345] было показано, что лазерная генерация с хорошей диаграммой направленности может достигаться в эффективно одномерных системах на основе многочисленных пластин стекла со случайно варьируемой шириной, допированных лазерными красителями. Случайная генерация также достигается в эффективно одномерных системах, составленных из слоев фотонных кристаллов, допированных органическими красителями [346].

Использование оптических волокон в качестве среды, в которую добавляются рассеивающие материалы, предоставляет новые возможности. Первые результаты в данном направлении были опубликованы в

работе [347], в которой направленная случайная лазерная генерация была достигнута в фотонно-кристаллическом волокне с воздушной сердцевиной, которая была заполнена суспензией наночастиц TiO_2 в растворе красителя Родамин 6Ж. Таким образом волноводные свойства оптического волокна была объединены с традиционной средой для получения случайной генерации (лазерный краситель с добавленными наночастицами для введения случайного рассеяния) и была реализована одномерная лазерная генерация. В дальнейшем была продемонстрирована когерентная генерация в случайном лазере, работающем в режиме экстремально слабого рассеяния [348, 349]. Лазер был основан на фотонно-кристаллическом волокне с воздушной сердцевиной, заполненной раствором лазерного красителя и специальным образом подобранных органических наночастиц. Лазер отличался низким порогом генерации и хорошей диаграммой направленности. Другим направлением является использование полимерных волокон, в которые в процессе их изготовления допируются лазерными красителями и в сердцевину которых вводятся [350]. В подобного рода системах возможна генерация в видимом диапазоне.

Принципиально другим направлением является подход, использованный в работах [351, 352], в которых докладывается о записи в оптическом волокне набора волоконных брэгговских решеток со случайными параметрами. А именно, с помощью набора волоконных брэгговских решеток со случайным расстоянием между был сформирован сложный резонатор в активном волокне, легированном эрбием. В этой системе достигалась лазерная генерация при достаточной мощности накачки. Спектральные свойства отражения такого сложного резонатора, а значит и свойства случайной генерации, зависят в частности от количества записанных решеток. В работе [353] был проведен теоретический анализ мод генерации в похожей системе. Немного другой подход используется в работе [354], в которой случайный волоконный лазер на основе волокна, легированного эрбием, был основан на использовании длинной брэгговской решетки, в которую было внесено в процессе создания большое количество случайно распределенных по длине решетки сдвигов фазы. В этом случае случайный волоконный лазер имел низкий порог генерации (3 мВт) и узкую полосу излучения (0.5 нм). В целом, ультрафиолетовое излучение,

использующееся для записи волоконных брэгговских решеток, может использоваться для создания заданного беспорядка контролируемым образом [355], что, возможно, может привести к созданию случайных волоконных лазеров на данном принципе. В работе [356] приведено теоретическое описание данных систем.

В данной главе мы предлагаем отличную от описанных концепцию по созданию случайного волоконного лазера. А именно, мы предлагаем использовать для создания случайной распределенной обратной связи присущий любому оптическому волокну беспорядок, проявляемый как малые флуктуации показателя преломления сердцевинки волокна, возникающие при производстве волокна, а в качестве механизма усиления использовать вынужденное комбинационное рассеяние, что в итоге результируется в возможности лазерной генерации.

Действительно, световая волна, распространяющаяся в оптическом волокне испытывает рэлеевское рассеяние, Рис. 4.1. При распространении по оптическому волокну свет эластичным образом рассеивается на “вмороженных” микро-неоднородностях показателя преломления. При этом сила рассеяния случайным образом зависит от положения вдоль волокна. Интенсивность рассеянного света удовлетворяет закону Рэлея. Рэлеевское рассеяние является основной причиной оптических потерь в так называемом окне прозрачности оптического волокна в области около 1.55 мкм. Малая часть фотонов рассеивается на углы, близкие к π , то есть рассеивается обратно и может быть захвачена волноводной модой оптического волокна. Доля фотонов, рассеянных обратно и захваченных волноводной модой волокна, определяется как $\varepsilon = \alpha_s \cdot Q \sim 5 \times 10^{-5} \text{ км}^{-1}$, что составляет достаточно малую величину. Здесь введено обозначение геометрического фактора $Q \sim 0.001$, которое отвечает доле фотонов, захватываемых волноводной модой волокна и определяется геометрическими параметрами волокна и относительной разницей показателя преломления по отношению к показателю преломления оболочки [357].

Несмотря на то, что обратное рэлеевское рассеяние чрезвычайно мало, его проявления могут быть зарегистрированы и широко используются в принципе оптической временной рефлектометрии начиная с 1970-х годов [358]. В 1990-х годах было показано, что присутствие обратного рэ-

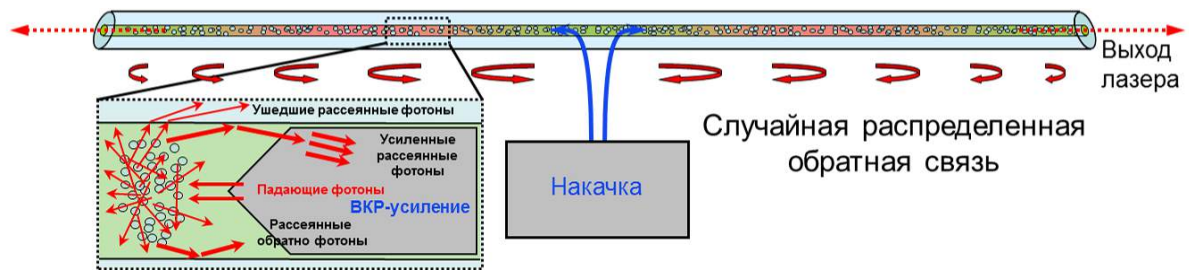


Рис. 4.1. Концепция волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью. При распространении по оптическому волокну фотону испытывают рэлеевское рассеяние на микронеоднородностях показателя преломления. Большая часть рассеянных фотонов выходит из сердцевины волокна. Только 10^{-3} их часть рассеивается в направлении, противоположном падающему фотону, и захватывается волноводной модой сердцевины. В волокно также заводится излучение накачки при $z = 0$, которое обеспечивает распределенное ВКР-усиление вдоль волокна. Рассеянные обратно фотоны могут быть усилены, если они локальное усиление превышает локальные линейные потери. Усиленной распределенной обратной связью оказывается достаточно, для инициации лазерной генерации при достаточном уровне накачки.

релеевского рассеяния улучшает генерационные свойства волоконных лазеров на вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна, а именно сужает линию генерации на три порядка величины [359]. В 2000-х годах эффект двойного рэлеевского рассеяния наблюдался в длинных телекоммуникационных линиях передачи данных, в которых он является нежелательным [360]. Он проявлялся как иррегулярная лазерная генерация на случайных частотах, которая возникала при больших значениях распределенного ВКР-усиления в системе передачи данных. Наконец, в 2009 году нами было указано, что рэлеевское рассеяние может влиять на генерационные свойства сверх-длинных (длиной до $\simeq 270$ км) волоконных ВКР-лазеров, [201]. Подробнее механизм ограничения длины и существование предела длины волоконных ВКР-лазеров будет рассмотрен ниже в параграфе 4.4. Наконец, здесь мы предлагаем использовать обратное рэлеевское рассеяние в качестве случайной распределенной обратной связи в волоконных ВКР-лазерах, что результируется в создании нового типа лазерных источников.

В целом, концепция волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью может быть представлена как объединение

двух принципиально различных концепций — случайных лазеров и волоконных лазеров с распределенной (регулярной) обратной связью, см. подробнее о последних в обзорах [361, 362, 363], а также нашем обзоре [205]. Случайный волоконный лазер не имеет ни резонатора фиксированной длины, образованного стандартными “точечными” зеркалами, как это имеет место быть в случае стандартных, например, линейных схем волоконных резонаторов, ни распределенной обратной связи за счет регулярной структуры (решетки), как это имеет место быть в случае волоконных лазеров с распределенной обратной связью. В этом смысле волоконный лазер со случайной распределенной обратной связью схож с другими типами случайных лазеров, не имеющих регулярных резонаторов. Однако случайная обратная связь в нашем случае является распределенной по всей длине волокна, что делает его похожим на волоконные лазеры с распределенной (регулярной) обратной связью. При этом, как мы увидим в дальнейшем, несмотря на случайный характер обратной связи, временные и спектральные параметры генерации волоконного ВКР-лазера оказываются более похожими на генерационные свойства волоконных ВКР-лазеров с фиксированными резонаторами, чем на генерационные свойства случайных лазеров, обладающих обычно существенной временной, спектральной, пространственной нестабильностью и случайностью генерационных свойств. Наконец, предлагаемая концепция случайных волоконных лазеров является схожей со случайными лазерами других типов в том, что для реализации базового принципа не является необходимостью какой-либо технической инженеринг-схемы лазера: достаточно взять лишь стандартное оптическое волокно, обеспечить оптическую накачку, и случайная генерация будет достигнута. В случайных лазерах других типов базовые схемы устроены сходным образом: имеется некая базовая усиливающая и рассеивающая среда (см. подробнее о типах сред для случайных лазеров во Введении, а также нашем обзоре [205]), которая начинает генерировать лазерное излучение при достаточной оптической (а иногда и электрической) накачке без каких-либо дополнительных действий.

Перед тем как перейти к описанию генерационных свойств волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью отме-

тим, что наша приоритетная работа в этом направлении (см. работу [202]) инициировала большое количество работ других групп по созданию различных конфигураций волоконных лазеров со случайной распределенной обратной связью, изучению детальных механизмов их генерации, а также применению волоконных лазеров со случайной распределенной обратной связью в различных прикладных задачах. Мы не будем приводить здесь подробный список работ последователей, а отошлем к нашему недавнему (сентябрь 2014 г.) подробнейшему обзору области волоконных лазеров со случайной распределенной обратной связью [205].

4.2. Экспериментальная демонстрация волоконного ВКР-лазера со случайной распределённой обратной связью

Схема волоконного ВКР-лазера, излучающего на принципе случайной распределенной обратной связи, изложенного в предыдущем параграфе, представлена на Рис. 4.2. Лазер был образован с помощью стандартного телекоммуникационного оптического волокна полной длиной $L = 83$ км. Коэффициент линейных потерь на длине волны генерации в области 1550 нм в данном волокне составляют величину $\alpha_s = 0.045 \text{ км}^{-1}$ (что эквивалентно значению 0.2 дБ/км). В данной области длин волн линейные потери обусловлены в основном рэлеевским рассеянием. Коэффициент обратного рэлеевского рассеяния составлял величину $4.5 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}$. Следовательно, полное обратное рассеяние мало даже на масштабе длины волокна в 100 км, составляя величину менее 0.1%. В качестве источника накачки в данном эксперименте использовался непрерывный волоконный ВКР-лазер, излучающий на длине волны 1455 нм до 2 Вт выходной мощности. Использовались два таких лазера, излучение которых заводилось из центральной точки системы в противоположные стороны. В качестве усиления использовалось ВКР-усиление, коэффициент которого в используемом волокне составлял величину $g_R \sim 0.39 \text{ км}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$, определенную на длине волны 1550 нм.

Длина волны генерации (около 1550 нм) соответствовала сдвигу в 13 ТГц относительно длины волны накачки (1450 нм), см. параграф 2.1. Концы волокон скалывались под углом, чтобы избежать френелевского отражения от торцов волокон и достичь обратной связи лишь за счет случайного рассеяния.

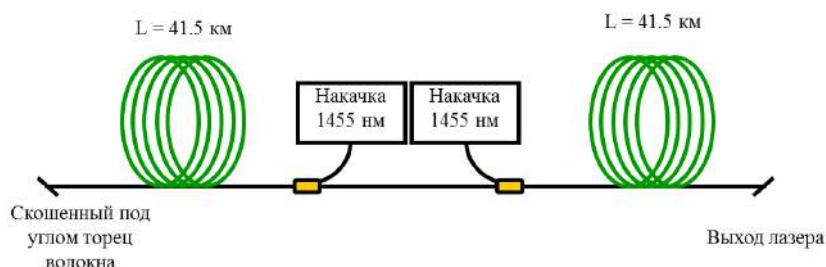


Рис. 4.2. Схема волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью.

При превышении некоего порогового уровня мощности накачки, начинается лазерная генерация, Рис. 4.3. Мощность накачки составляет величину около 1.6 Вт (далее в данном параграфе используется суммарная мощность накачки, определенная как сумма выходных мощностей каждого из двух используемых лазеров накачки). Наблюдается типичная для волоконного ВКР-лазера линейная зависимость мощности генерации от мощности накачки, ср. с результатами параграфа 1.2. Максимально достижимый уровень мощности определялся в данном эксперименте доступной мощностью лазеров накачки и составлял около 150 мВт генерируемой мощности. Отметим, что лазер излучает симметричным образом, то есть мощность, генерируемая на правом выходном конце, равна мощности, выходящей с левого торца волокна, таким образом полная генерируемая мощность составляет величину до 300 мВт, что соответствует эффективности генерации (по отношению к заведенной мощности накачки) около 30%.

Около порога генерации излучение нестабильно по времени, наблюдается генерация стохастических импульсов, Рис. 4.4. Амплитуда данных импульсов многократно превышает средний уровень квази-непрерывного излучения между импульсами. Соответствующий спектр генерации в данном режиме представлен на Рис. 4.6а. Наблюдается, во-первых, ти-

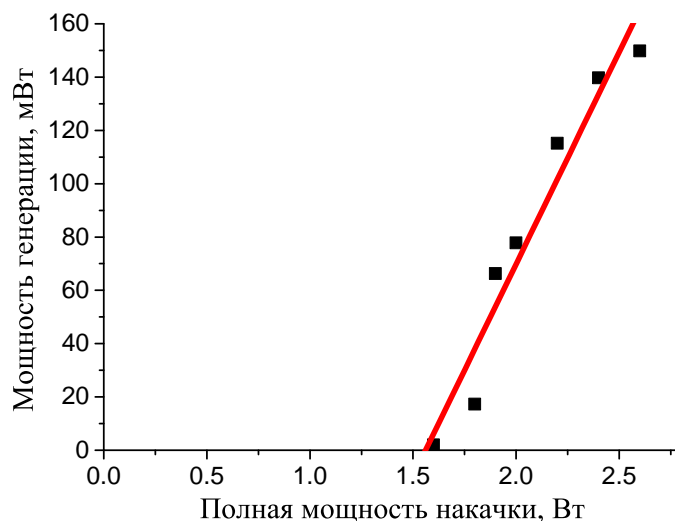


Рис. 4.3. Выходная мощность генерации волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью. Точки — экспериментальные данные, линия — линейная аппроксимация.

ичный широкополосный спектр ВКР-усиления, см. параграф 1.1, на который накладывается набор случайно расположенных по спектру узких спектральных линий, изменяющих свое положение со временем. Измерения, проведенные в радиочастотной области спектра с помощью анализатора электрических сигналов указывают на наличие узкого пика в спектре радиочастотных биений, расположенного на частот около 11 ГГц, соответствующей частотному сдвигу при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна. Похожая картина нестабильностей наблюдалась в радиочастотном спектре биений лазера с самомодуляцией добротности при наличии комбинированной обратной связи за счет распределенного рэлеевского отражения и распределенного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, [364, 365]. В целом, наблюдаемое поведение при малых мощностях, а именно спорадически возникающие различные спектральные компоненты и нерегулярная временная динамика излучения является типичным для случайных лазеров, см., например, обзор [118].

Ситуация радикальным образом изменяется при дальнейшем увеличении мощности накачки. Действительно, при мощности накачки более 2 Вт начинается непрерывная лазерная генерация, с сильно подавленными

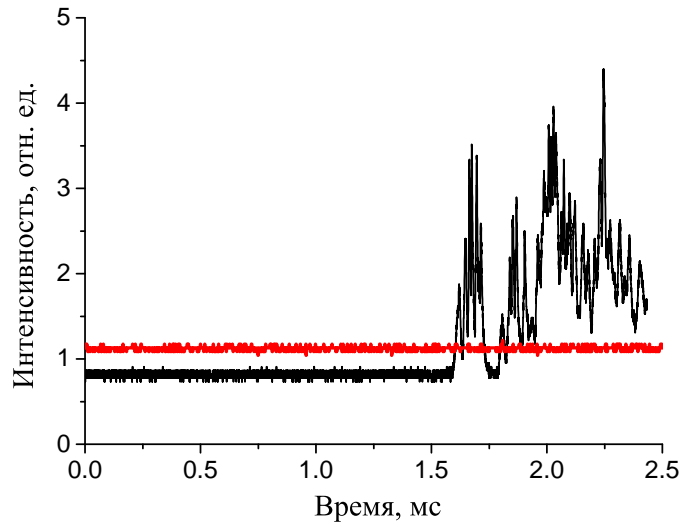


Рис. 4.4. Динамика выходной интенсивности излучения волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью при различных мощностях накачки: около порога генерации (черная кривая, мощность накачки 0.95 Вт) и высоко над порогом генерации (красная кривая, мощность накачки 1.2 Вт).

флуктуациями интенсивности на масштабах времени порядка миллисекунд, Рис. 4.4. Оптический спектр также стабилизируется, Рис. 4.6b, и наблюдается генерация достаточно узких (по сравнению с изначальной шириной контура усиления) двух спектральных линий, положение которых определяется положениями локальных максимумов профиля ВКР-усиления. Ширина линий (на полувысоте) составляет величину меньше 1.5 нм. Одновременно с этим в спектре радиочастотных биений пропадает пик, расположенный около 11 ГГц, относящийся к проявлению вынужденного рассеяния Манделъштама-Бриллюэна. Кроме того мы не наблюдаем никакой модовой структуры, которую можно было бы отнести к наличию различных продольных мод резонатора фиксированной длины, Рис. 4.7. Напомним, что в волоконном ВКР-лазере с фиксированным резонатором в спектре радиочастотных биений наблюдаются различные продольные моды с расстоянием между ними $c/2Ln$, см. параграф 2.1. Длина лазера, как мы видели, не является препятствием для наблюдения данных мод, так как моды могут быть наблюдаемы в лазере длиной до 270 км, см. параграф 2.1. Уровень подавления спонтанного излучения составляет величину до 35 дБ. Наконец, временная динамика излуче-

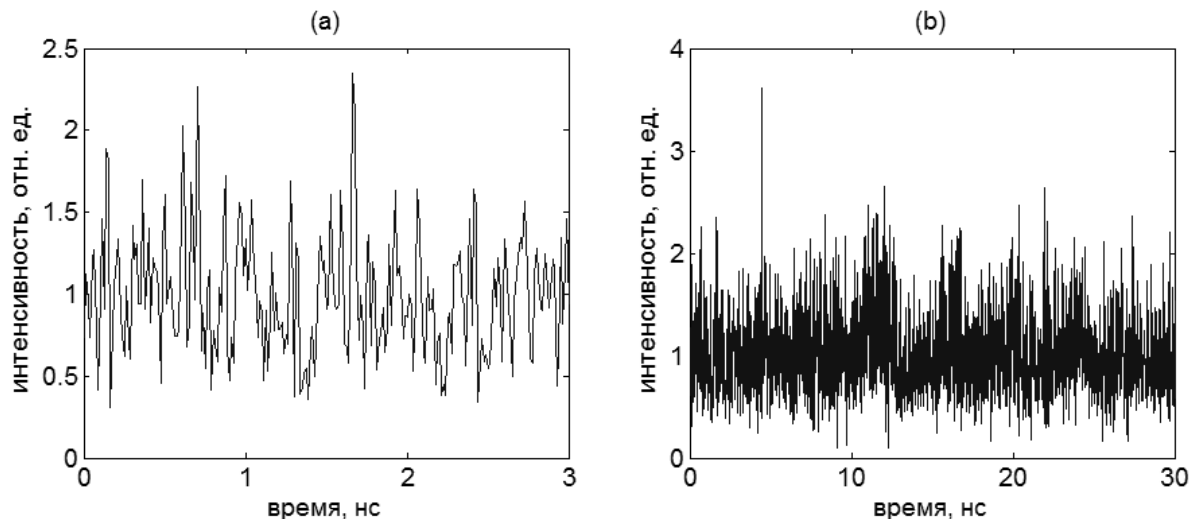


Рис. 4.5. Типичная временная динамика излучения волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью в различных диапазонах.

ния, измеренная с достаточной полосой (25 ГГц), имеет стохастическую природу аналогичную той, что наблюдается в излучение волоконного ВКР-лазера с резонатором, сформированным точечными отражателями. Действительно, наблюдаются существенные флуктуации интенсивности излучения на масштабах времени менее 100 пс, Рис. 4.5а. Одиночные выбросы интенсивности могут составлять величину до 4 средних интенсивностей излучения, Рис. 4.5б.

Совокупность указанных фактов однозначным образом указывает на то, что несмотря на малую величину случайно распределенной обратной связи, наблюдается лазерная генерация в волоконном ВКР-лазере, а сам лазер тем самым может быть определен как случайный волоконный лазер. При этом его генерационные параметры, а именно непрерывная генерация, локализованный спектр генерации, одиночная поперечная мода выходного излучения (определяемая волноводными свойствами оптического волокна) отличают его от обычных типов случайных лазеров [118].

Укажем на важную характеристику случайных волоконных лазеров описываемого типа. А именно, на существование так называемой длины усиления, L_{RS} . Действительно, ВКР-усиление на длине волны 1550 нм в описываемой схеме симметричной накачки из центра должно превышать уровень линейных потерь лишь вплоть до некоторой длины $|z| = L_{RS}$ (координата отсчитывается от центра системы, от точки ввода излучения

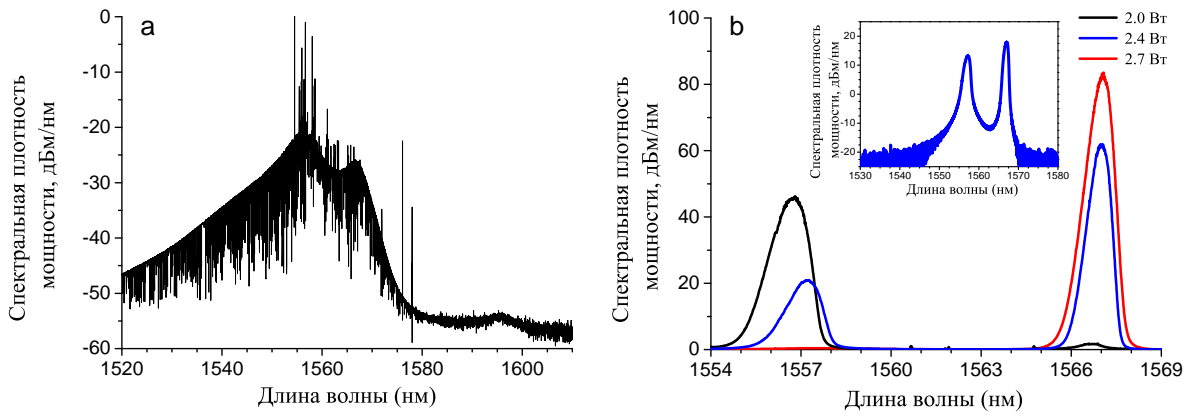


Рис. 4.6. Спектр излучения волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью. (а) около порога генерации в нестационарном режиме генерации. (б) высоко над порогом генерации в стационарном режиме. На вставке показан спектр в лог-масштабе при мощности накачки 1.2 Вт.

накачки, где $z = 0$). За счет истощения мощности накачки при длинах $|z| > L_{RS}$ линейные потери превышают усиление, а при длинах меньших L_{RS} усиление превышает линейные потери. В области длин $|z| < L_{RS}$ слабое обратное рассеяние усиливается при распространении, тогда как вне этой области оно затухает. Аналогично должно быть и поведение мощности генерации, при длинах $|z| > L_{RS}$ волна генерации начинает затухать.

Проведем оценку длины усиления L_{RS} . В пренебрежении истощением волны накачки волной генерации, продольное распределение мощности накачки определяется лишь линейными потерями на волну накачки, т.е. $P_p(z) = P_0 \exp(-\alpha_p |z|)$, где $P_p(z)$ есть продольное распределение мощности волны накачки, P_0 есть входная мощность волны накачки, $\alpha_p \sim 0.057 \text{ км}^{-1}$ есть коэффициент линейных потерь волны накачки. Отсюда можно оценить длину усиления исходя из условия равенства локального усиления локальным потерям в данной точке, $g_R P_p(L_{RS}) = \alpha_s$, откуда следует выражение для длины усиления, $L_{RS} = \ln g_R P_0 / \alpha_s / \alpha_p$, что для параметров нашей системы дает величину длины усиления $L_{RS} = 35$ км для пороговой мощности накачки $2P_0 = 1.6$ Вт. Увеличение длины случайного волоконного лазера много больше полной длины $2L_{RS}$ приведет к экспоненциальному ослаблению выходной мощности генерации. Отметим, что длина усиления должна зависеть от мощности накачки и также может зависеть от конкретной конфигурации лазе-

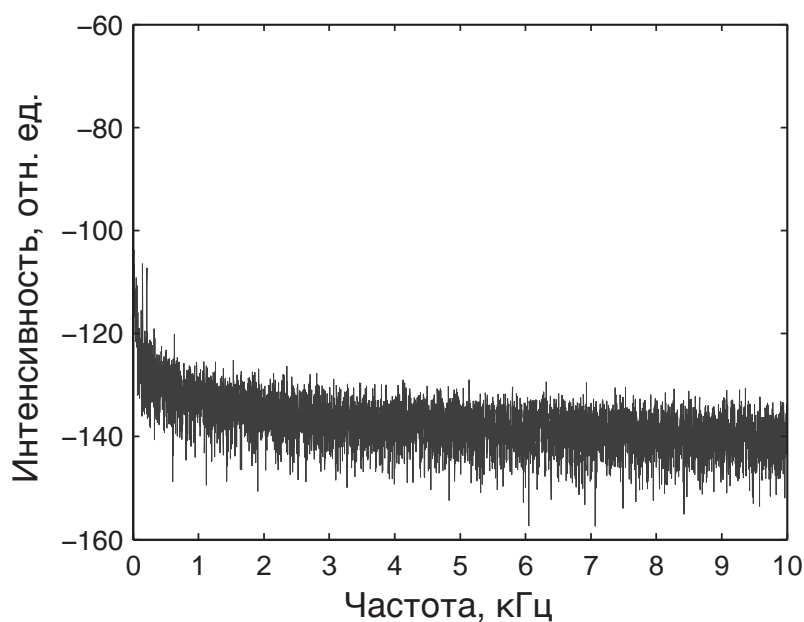


Рис. 4.7. Радиочастотный спектр излучения волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью длиной 45 км, что соответствует межмодовому расстоянию около 2.3 кГц.

ра, так как определяется заданными распределениями волны накачки, которая истощается волной генерации (что не было учтено выше), что означает влияние продольного распределения мощности волны генерации на длину усиления. Рассмотрение данного вопроса, однако, лежит за пределами данной диссертационной работы.

Случайные неоднородности показателя преломления сердцевины оптического волокна являются замороженными, то есть не изменяют своего значения. Следовательно, случайное отражение на данных неоднородностях является случайным по продольной координате, но полностью детерминистическим по времени (как для амплитуды, так и для фазы рассеяния), что приводит к интерференции волн, рассеянных на разных неоднородностях. Любая случайное пространственное распределение показателя преломления может быть представлено в терминах большого набора регулярных слабых синусоидальных решеток показателей преломления с некоторыми периодами и малыми амплитудами. Однако, как известно, одиночная решетка фиксированного периода, в сердцевине которой устроен сдвиг фаз на величину π , если данная решетка существует в усиливающей среде, обеспечивает одночастотную генерацию на задан-

ной продольной моде. Такая решетка является так называемым лазером с распределенной обратной связью, [361, 362, 363]. В этом смысле, излучение волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью может рассматриваться как сумма волн генерации от большого числа одночастотных лазеров с распределенной обратной связью, имеющими произвольные фазы и амплитуды, что дает в итоге многочастотное излучение с неразрешаемыми модами. При этом в обычных волоконных лазерах со распределенной обратной связью длина отражающей решетки составляет величину порядка 10 см, а коэффициент отражения такой решетки близок к единице. В случае волоконного лазера со случайной распределенной обратной связью, каждая из большого набора решеток имеет чрезвычайно малый коэффициент отражения и очень большую длину (по порядку величины равную длине самого лазера). Тем самым пространственное распределение мощности генерации в изучаемом лазере должно быть обусловлено в основном профилем распределенного усиления, тогда как в обычных лазерах с распределенной обратной связью пространственный профиль мощности определяется структурой отражающей решетки. Пространственное распределение мощности генерации в случайном волоконном ВКР-лазере будет рассмотрено в параграфе 4.5.

Таким образом, в данном параграфе мы экспериментально реализовали концепцию волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью и показали, что случайная распределенная обратная связь за счет рэлеевского рассеяния на микро-неоднородностях показателя преломления сердцевины оптического волокна может обеспечивать непрерывный режим генерации в длинных оптических волокнах при наличии достаточного ВКР-усиления.

4.3. Конфигурации волоконных ВКР-лазеров со случайной распределённой обратной связью

В данном параграфе мы предложим классификацию различных схем волоконного ВКР-лазера со случайной распределённой обратной связью и проведем сравнение генерационных параметров некоторых из них.

Мы выделяем три основных схемы волоконного лазера со случайной распределенной обратной связью. Первая схема, называемая нами схемой с прямой накачкой, представлена на Рис. 4.8а, левая схема. Данная конфигурация может быть реализована двумя способами. В первом случае лазер имеет симметричный дизайн и состоит из двух одинаковых отрезков оптического волокна с длиной каждого, равной L . В центральной точке лазера, при $z = 0$, вводится излучение двух идентичных лазеров накачки в двух противоположных направлениях. Лазер имеет два идентичных выхода при $z = L$ и $z = -L$. Данная схема была использована в предыдущем параграфе. Ввиду симметрии схемы, она эквивалентна конфигурации, которая состоит лишь из одного отрезка волокна длиной L и лишь одного источника накачки, а также 100% широкополосного зеркала, обеспечивающего полное отражение и размещённого в точке $z = 0$, Рис. 4.8b. Выход в таком лазере лишь один, при $z = L$. Так как выходная волна генерации в данной схеме со-направлена с волной накачки, мы называем данную конфигурацию схемой с прямой накачкой. В силу симметрии мощностные и спектральные характеристики такого лазера в целом должны быть идентичны полной симметричной схеме, изображенной на левом рисунке. Отметим, что данный факт далее будет нами проверен в параграфе 4.5. С практической точки зрения, схема, представленная на Рис. 4.8b, правая схема, имеет то преимущество, что для ее реализации необходимо в два раза более короткое волокно и, что более важно с экспериментальной точки зрения, лишь один достаточно дорогостоящий источник накачки. Однако в такой схеме невозможно наблюдать эффекты, связанные с асимметричной накачкой и т.д.

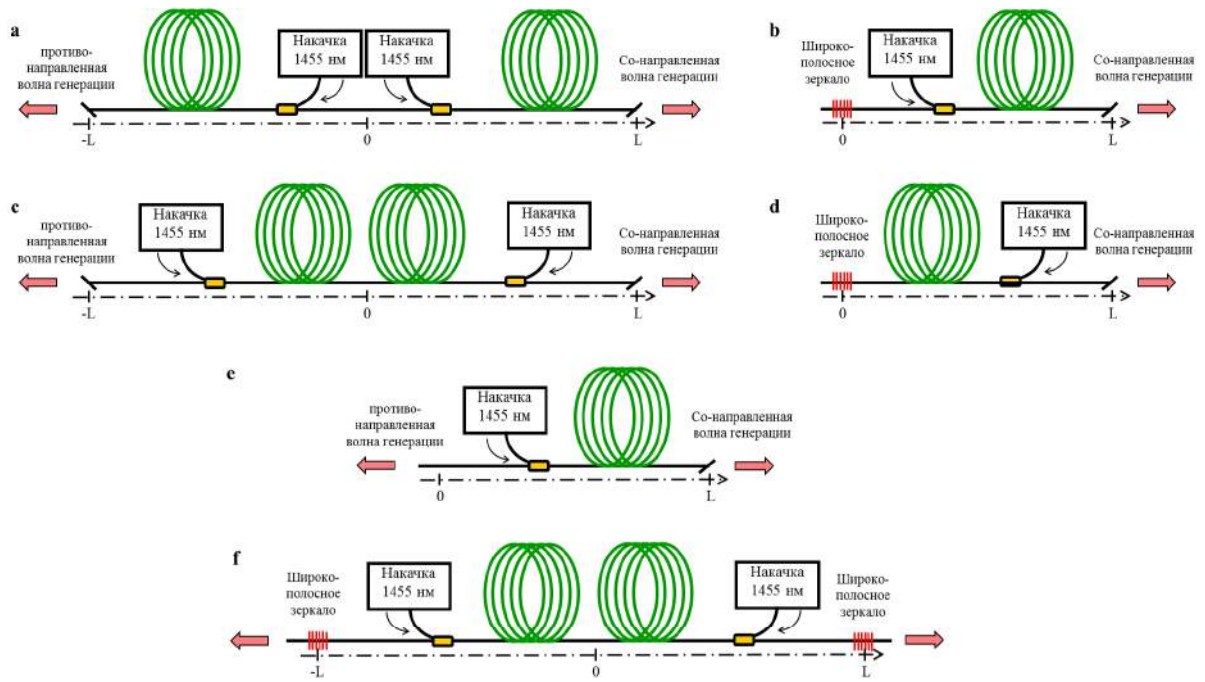


Рис. 4.8. Классификация возможных схем волоконных лазеров со случайной распределенной обратной связью. (а,б) лазер с прямой накачкой, (с,д) лазер с обратной накачкой, (е) одноплечевой лазер. В левой колонке (а,с) приведены полные симметричные схемы, в правой (б,д) — эквивалентные им схемы лазера в два раза меньшей длины. (f) Стандартная линейная схема волоконного лазера с точечными отражателями и резонатором фиксированной длины.

Вторая конфигурация лазера со случайной распределенной обратной связью идентична первой конфигурации с точностью до изменения направления ввода излучения накачки. А именно, в конфигурации, представленной на Рис. 4.8с, излучение накачки вводится с торцов оптического волокна, $z = -L$ и $z = L$, то есть в тех же точках, в которых организован выход лазера. Здесь также существует эквивалентная схема половинной длины лишь с одним лазером накачки, Рис. 4.8д. Так как волна накачки в ней противонаправленно волне генерации, которая выходит из лазера в точке $z = L$, такая конфигурация (и симметричная ей в левой колонке) называется нами схемой с обратной накачкой.

Наконец, в третьей конфигурации случайного волоконного ВКР-лазера присутствует волокно длины L и лишь один источник накачки, заводимой в точке $z = 0$, Рис. 4.8е. В конфигурации отсутствуют какие-либо точечные отражатели. Мы называем данную схему одноплечевой схемой случайного волоконного лазера по тому, что она имеет лишь во-

локно половинной длины по сравнению со схемами, представленными в левой колонке Рис. 4.8a,c.

Также приведем для сравнения схему стандартного волоконного ВКР-лазера с фиксированным резонатором, образованным точечными отражателями, Рис. 4.8f.

Для того, чтобы наиболее полно продемонстрировать отличия генерационных параметров в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью и лазере с традиционным резонатором, коротко опишем основные свойства последнего лазера, имеющего ту же длину, что и последующие конфигурации лазеров со случайной обратной связью. Далее в экспериментах, описанных в текущем параграфе, мы использовали стандартное телекоммуникационное волокно типа SMF 28, имеющее коэффициент ВКР-усиления равный $0.39 \text{ км}^{-1} \text{ Вт}^{-1}$ в спектральном максимуме (на длине волны 1550 нм). Были использованы высокоотражающие волоконные брэгговские решетки в качестве зеркал резонатора. Длина лазера была выбрана равной 41 км. Отличие данной схемы, однако, от приведенной на Рис. 4.8f общей схемы состояло в том, что использовался лишь один источник накачки, чтобы провести в дальнейшем прямое сравнение параметров данного лазера с параметрами лазеров, представленных на Рис. 4.8b,d.

Измеренные значения внутрирезонаторной мощности генерации приведены на Рис. 4.9a, полная мощность генерации зависит практически линейно от мощности накачки. Отличия в зависимостях мощностей двух противо-направленных волн генерации обусловлено существенной шириной спектра, так что на выходной волоконной брэгговской решетки имеются существенные потери излучения. Форма типичного внутрирезонаторного спектра генерации приведена на Рис. 4.9b. В целом, генерационные свойства указанного длинного лазера совпадают со свойствами лазера, исследованного в Главе 2. Отметим, что в указанном лазере хорошо различимы различные продольные моды резонатора, см. параграф об определяющей роли рэлеевского рассеяния в формировании безмодовой генерации в зависимости от длины лазера 4.4.

Далее одна из решеток, образующих резонатор, была убрана из системы, так что была реализована конфигурация, представленная на

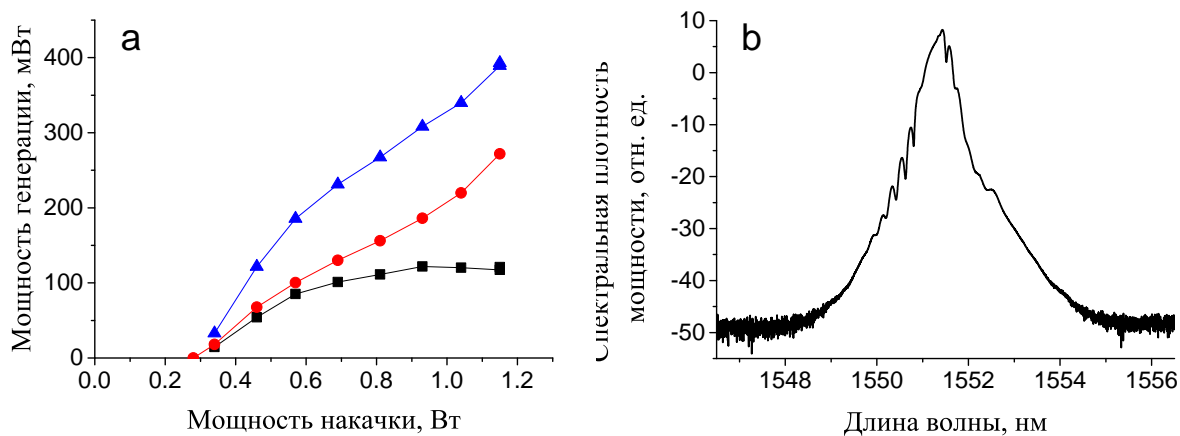


Рис. 4.9. Генерационные характеристики волоконного ВКР-лазера с регулярным резонатором, образованным точечными зеркалами. (а) Внутриврезонаторная мощность генерации: черные квадраты — мощность со-направленной с накачкой волны генерации, красные кружки — мощность противонаправленной волне накачки волны генерации, синие треугольники — полная мощность генерации. (б) Внутриврезонаторный спектр генерации противонаправленной волне накачки волны генерации, измеренный около левого зеркала при мощности накачки, равной 1.2 Вт.

Рис. 4.8b. В указанной конфигурации генерация возможна только за счет случайной распределенной обратной связи. Зависимость выходной мощности системы от мощности накачки имеет явно выраженный порог генерации, рост мощности генерации осуществляется линейно с ростом мощности накачки, Рис. 4.9а. Экспериментально найденное значение порога составляет величину около 0.7 Вт, что чуть ниже значения в 0.8 Вт, наблюдаемого в симметричной конфигурации, см. параграф 4.2. Это может быть связано с наличием слабых паразитных отражений на концах волокон. Отметим, что величина возможных паразитных потерь не могла быть большой, так как в эксперименте, когда использовалось френелевское отражение в 4% от выходного торца, наблюдался порог генерации, равный 0.5 Вт. Более важно, что в изучаемом лазере нами не наблюдалась структура продольных мод, тогда как в случае наличия отражения в 4% продольные моды были хорошо различимы. Выходная мощность достигает значения около 120 мВт, что соответствует эффективности генерации в 20%. Отметим, что в этом случае мощность генерации существенно меньше тех величин, которые достигаются внутри плотного резонатора, так как резонатор имеет низкую добротность и выходные

потери велики.

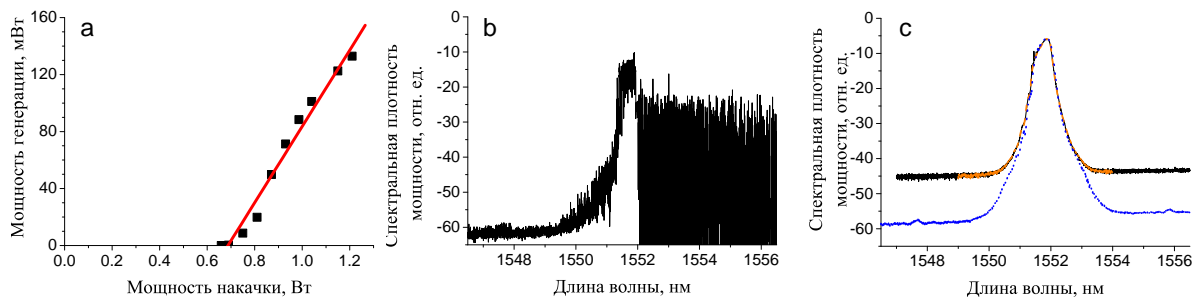


Рис. 4.10. (а) Выходная мощность волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью в конфигурации с прямой накачкой. Выходной спектр излучения измерен при мощности накачки 0.8 Вт (b) и 1 Вт (c, синяя кривая). Спектр противонаправленной волны генерации, измеренный около волоконной брэгговской решетки показан при длине лазера 41 км (c, красная линия) и при длине лазера 165 км (c, черная линия). Мощность накачки в обоих случаях составляет 1 Вт. Спектры нормированы таким образом, что они имеют одну и ту же спектральную плотность мощности в максимуме.

В конфигурации с двумя точечными зеркалами, образующими резонатор, лазер при любой мощности над порогом генерации излучает в непрерывном режиме с типичной временной шириной флуктуаций интенсивности, обратно пропорциональной ширине оптического спектра. В случае случайного волоконного лазера, когда одно из зеркал убрано из системы, около порога наблюдается нестабильный режим генерации, Рис. 4.11а, имеющий ту же природу, что и нестабильный режим генерации в симметричной конфигурации лазера, см. параграф 4.2. Действительно, в спектре радиочастотных биений недалеко от порога наблюдается хорошо различимые пики около 11 ГГц и 22 ГГц, которые могут быть соотнесены с каскадными процессами вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, Рис. 4.11б. При этом оптический спектра также является зашумленным, состоящим из большого количества случайно расположенных на широком контуре с центром около 1551 нм (по центру спектральной функции отражения использованного зеркала) узких спектральных пиков, которые изменяют свое положение с течением времени, Рис. 4.10б.

При мощности накачки более 0.8 Вт случайный волоконный лазер начинает излучать в непрерывном режиме, Рис. 4.11а. Пики радио-

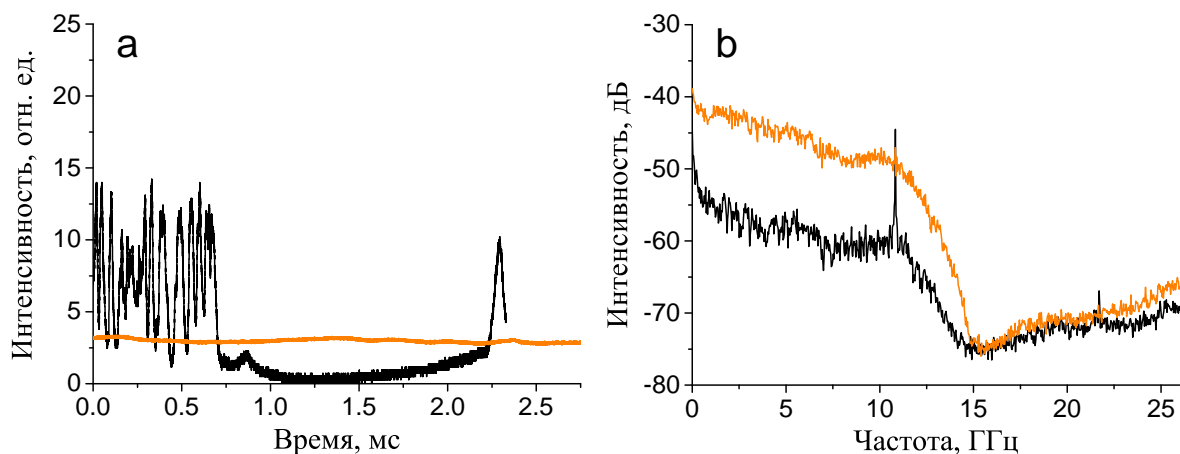


Рис. 4.11. (а) Временная динамика волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью в конфигурации с прямой накачкой в нестабильном (мощность накачки 1 Вт, черная кривая) и стационарном (мощность накачки 1.15 Вт, красная кривая) режимах генерации. (б) Типичный спектр радиочастотных биений в импульсном (мощность накачки 1 Вт, черная кривая) и непрерывном (мощность накачки 1.15 Вт, красная кривая) режимах.

частотных биений, соответствующие каскадным процессам рассеяния Манделъштама-Бриллюэна, пропадают, Рис. 4.11б. Оптический спектр, Рис. 4.10с, синяя линия, также стабилизируется и принимает неизменную во времени (с точностью до времени интегрирования оптическим анализатором спектра, составляющую величину сотни миллисекунд) форму, которая качественным образом напоминает спектр генерации в волоконном лазере с регулярной обратной связью, ср. с Рис. 4.9б. Центральная длина волны генерации определяется центральной длиной волны волоконной брэгговской решетки, используемой в качестве одного из зеркал лазера. Нормированные оптические спектры, измеренные с разных концов лазера (около левого зеркала и на правом выходном конце) оказываются идентичными по своей форме, Рис. 4.10с, синяя и красная кривые. Единственное отличие состоит в уровне подавления усиленного спонтанного излучения: он составляет величину около 40 дБ для противонаправленной волны и достигает значения 55 дБ в случае спектра, измеренного на правом выходе лазера. В последнем случае уровень подавления усиленного спонтанного излучения близок к тому, который наблюдается в волоконном ВКР-лазере со стандартным типом резонатора на основе двух зеркал, Рис. 4.9б. В связи с этим стоит от-

метить, что уровень усиленного спонтанного излучения на самом деле одинаков на левом и правом конце волокна и составляет величину $P_{\Delta SE}(L) = P_{\Delta SE}(0) = P_{SE} \exp(g\bar{P}L - \alpha L)$, где \bar{P} есть уровень средней мощности накачки вдоль волокна, см. выражение (2.6); P_{SE} есть мощность спонтанной эмиссии, $P_{\Delta SE}$ есть мощность усиленной спонтанной эмиссии. Данное соотношение должно выполняться для достаточно коротких волокон, длина которых меньше длины усиления L_{RS} . Длина использованного в данном эксперименте волокна составляет величину примерно равную длине усиления. Наблюдаемое отличие в уровне подавления усиленной спонтанной эмиссии для нормированных на максимум спектров означает отличие в мощностях генерации.

Отметим, что генерационные свойства случайного волоконного лазера должны зависеть от его длины. Однако очевидно, что при очень большой длине лазера, много больше длины усиления L_{RS} , генерационные свойства (пороги генерации и форма спектра генерации) должны перестать зависеть от длины, так как участок волокна, расположенный при координатах $z > L_{RS}$ приводит лишь к затуханию волн генерации и не дает дополнительной случайной распределенной обратной связи. Мы проверили данный факт в прямом эксперименте, а именно сравнили порог генерации и спектр генерации в двух лазерах — длиной 41 км и 165 км. Было обнаружено, что пороги генерации в обеих системах являются идентичными, мощность генерации около точечного зеркала также являются идентичными. Более того, форма спектра генерации в обоих лазерах полностью совпадает, см. Рис. 4.10с, черная и красная кривые. Подробное рассмотрение зависимости порогов генерации от длины системы приведено в параграфе 4.4.

Отметим здесь, что так как длина используемого волокна на 2 порядка превосходит типичную нелинейную длину в данной системе при заданном уровне мощности, можно ожидать, что спектр генерации случайного волоконного лазера подвержен процессам четырех-волнового смешения различных спектральных компонент между собой и мог бы быть описан формализмом, схожим с формализмом слабой волновой турбулентности, примененным в параграфе 2.3 для описания спектра генерации волоконного ВКР-лазера со стандартным резонатором фиксированной длины.

Данный вопрос будет рассмотрен в Главе 5.

Наконец, последняя из изученных конфигураций не включает в себя точечных зеркал, Рис. 4.8е. Генерация в таком одноплечевом волоконном лазере возможно лишь за счет случайной распределенной обратной связи. Поведение выходной мощности генерации от мощности накачки демонстрирует наличие явного порога, Рис. 4.12а, который выше, чем в схеме случайного лазера с прямой накачкой. Под порогом генерации спектр излучения системы соответствует спектру ВКР-усиления. При небольшом превышении мощности накачки над пороговой наблюдается нестабильная генерация с характерным шумовым спектром, Рис. 4.12b, схожему с нестабильным режимом, наблюдаемым для предыдущей конфигурации. Однако в одноплечевой схеме случайного лазера нестабильный режим наблюдается в большем диапазоне мощностей генерации. Действительно, даже при мощности накачки, равной 1.75 Вт, максимально располагаемой в данном эксперименте, сохранялись некие проявления нестабильной генерации, Рис. 4.12с. Оптический спектр в этом случае состоял из двух линий, расположенных около локальных спектральных максимумов контура ВКР-усиления аналогично тому, как это наблюдалось в случае симметричной схемы с прямой накачкой, см. параграф 4.2. Введение френелевского отражения в размере 4% на одном из торцов оптического волокна приводило к стабилизации генерации и снижению порога генерации на величину 0.2 Вт. В спектр радиочастотных биений, аналогично предыдущим случаям, также присутствовали пики, соотносимые с каскадными процессами вынужденного рассеяния Манделштама-Бриллюэна.

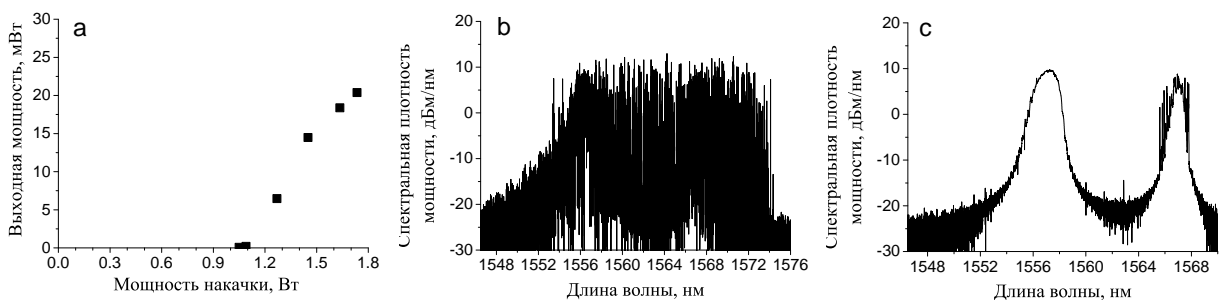


Рис. 4.12. (а) Выходная мощность одноплечевого волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью и его оптический спектр при мощности накачки (b) 1.45 Вт и (c) 1.75 Вт.

Таким образом, в данном параграфе мы предложили, описали и реализовали различные базисные конфигурации волоконных лазеров со случайной распределенной обратной связью. Свойства генерации оказываются различными в различных конфигурациях. Разные конфигурации отличаются, в частности, различными значениями порогов генерации. Детальное исследование данного вопроса будет проведено в следующем параграфе.

4.4. Роль рэлеевского рассеяния в формировании безмодового режима генерации

Выше мы продемонстрировали возможность генерации в длинных волокнах лишь за счет случайной распределенной обратной связи. Однако, очевидно, рэлеевское рассеяние должно играть свою роль и в формировании генерационных свойств волоконных ВКР-лазеров с традиционным регулярным резонатором, образованным точечными зеркалами, если резонатор имеет достаточно большую длину, так как фактор случайной распределенной обратной связи не может быть “выключен” в реальных экспериментальных системах ввиду того, что рэлеевское рассеяние всегда присутствует в оптических волокнах. При этом ключевым отличием, позволяющим заключить в экспериментах, что генерационные свойства определены одним или другим типом обратной связи является, как мы видели, модовая структура излучения: в режимах генерации на основе регулярной обратной связи имеются хорошо определенные продольные моды в спектре излучения, тогда как спектр излучения случайного волоконного лазера является безмодовым. В данном параграфе мы рассмотрим влияние случайной распределенной обратной связи на формирование генерационных свойств в волоконных ВКР-лазерах в зависимости от длины таких лазеров. Перед проведением экспериментальных исследований является необходимым сначала установить основные параметры влияния случайной распределенной обратной связи на генерационные

характеристики лазеров с регулярной обратной связью в простом численном моделировании. Так как расчет модовой структуры излучения представляет собой известные трудности, мы воспользуемся другим путем. А именно, в рамках простой модели баланса мощностей проведем расчет порогов генерации лазеров различных типов (с чистой случайной распределенной обратной связью и в лазерах, в которых присутствует оба типа обратной связи). Исходя из поведения значений порогов генерации в лазерах с различной природой обратной связи можно будет получить указания на характер влияния случайной распределенной обратной связи на генерационные характеристики при тех или иных параметрах систем и затем поставить целенаправленные эксперименты в заданной области параметров по определению данного влияния.

Для описания порогов генерации волоконных ВКР-лазеров с регулярной и случайной случайной распределенной обратной связью воспользуемся балансной моделью, выписанной нами в параграфе 1.2. Известно, что данная модель, см. учебник [366], хорошо описывает баланс мощностей во многих системах, в том числе в волоконном ВКР-лазере, см. параграф 1.2, а также волоконных ВКР-усилителях, [367]. Здесь мы упрощаем модель (1.1), записывая ее лишь на волну накачки и генерацию лишь первой стоксовой компоненты. Данная модель, очевидно, не содержит эффектов связанных с дисперсией, нелинейностью, спектральной формой контура усиления. Далее, для описания влияния случайной распределенной обратной связью на генерационные характеристики лазера, мы вводим рэлеевское обратное рассеяние с помощью слагаемого, пропорционального ε (эффективного коэффициента обратного рассеяния). Таким образом, несмотря на то, что рэлеевское рассеяние является случайным процессом на суб-микронном масштабе [359], его влияние на пороги генерации и в целом на мощностные характеристики лазера учтены лишь как средний приход энергии в волну генерации за счет рассеянной обратно волны. Подобный подход использовался ранее для описания свойств волоконных ВКР-усилителей, где давал адекватные результаты

[367]. Таким образом, мы приходим к следующей модели:

$$\begin{aligned} \pm \frac{dP_p^\pm}{dz} &= -\alpha_p P_p^\pm - g_R \frac{\lambda_s}{\lambda_p} P_p^\pm (P_s^- + P_s^+ + 4h\nu_s \Delta\nu), \\ \pm \frac{dP_s^\pm}{dz} &= -\alpha_s P_s^\pm + g_R (P_p^+ + P_p^-) (P_s^\pm + 2h\nu_s \Delta\nu) + \varepsilon P_s^\mp. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Для удобства чтения повторим определения обозначений. Здесь P_p , P_s обозначают мощность волны накачки и генерируемой первой стоксовой компоненты, соответственно; $\nu_{p,s}$ обозначают частоты волн накачки и генерации; $\alpha_{p,s}$ есть коэффициент линейных потерь для волны накачки и волны генерации; коэффициенты g_R и ε обозначают коэффициент ВКР-усиления и коэффициент обратного рэлеевского рассеяния на длине волны генерации. Влияние обратного рэлеевского рассеяния на волну накачки не учитывается, так как оно приводит лишь к незначительным изменениям мощности волны накачки и является недостаточным для организации случайной распределенной обратной связи на длине волны накачки по причине отсутствия усиления на длине волны накачки. Параметр ε определяется как $\varepsilon = \alpha_s \cdot Q$, где $Q \sim 0.001$ есть малый геометрический фактор [368], соответствующей доли рассеянного света, захваченного волноводной модой световода. Значение Q зависит от числовой апертуры и геометрических размеров волокна [369] и должно определяться для каждого волокна отдельно. Несмотря на малую величину параметра ε , мы его обязаны учитывать, так как именно на рэлеевском обратном рассеянии основана обратная связь в рассматриваемом лазере. Также в систему уравнений добавлено слагаемое, отвечающее спонтанному ВКР-усилению, $h\nu_s \Delta\nu$, где $\Delta\nu \sim 10$ нм есть типичная ширина контура ВКР-усиления. Несмотря на то, что данное слагаемое мало по сравнению с другими слагаемыми, оно определяет ненулевую затравку, обеспечивающую существование ненулевых численных решений балансной системы уравнений. Коэффициент частотно-зависимого ВКР-усиления принимался равным ВКР-усилению в максимуме спектрального контура усиления, так как типичная ширина генерируемых спектров, как это известно из эксперимента, составляет величину много меньше (~ 1 нм) ширины контура ВКР-усиления, составляющую величину ~ 10 нм.

Балансную систему уравнений (4.1) необходимо дополнить граничными условиями, конкретный вид которых зависит от выбранной конфигу-

рации случайного волоконного лазера. Далее мы рассматриваем эквивалентные схемы, указанные на Рис. 4.8b,d, а также одноплечевые схемы, указанные на Рис. 4.8e,f.

Для случая схемы с прямой накачкой, граничные условия (отсутствие отражения на одном конце волокна при $z = L$ и полное отражение на другом конце волокна при $z = 0$) имеют вид:

$$\begin{cases} P_s^-(L) = 0, \\ P_s^-(0) = P_s^+(0), \\ P_p^+(0) = P_0. \end{cases} \quad (4.2)$$

Здесь P_0 обозначает входную мощность накачки (напомним, что данная конфигурация подразумевает лишь один источник накачки).

Граничные условия для конфигурации с обратной накачкой отличаются лишь направлением ввода волны накачки. Они записываются в виде: $P_s^-(L) = 0$, $P_s^-(0) = P_s^+(0)$, и $P_p^-(L) = P_0$. Наконец, одноплечевая схема случайного волоконного лазера имеет следующие граничные условия: $P_s^+(0) = 0$, $P_s^-(L) = 0$, и $P_p^+(0) = P_0$, что эквивалентно отсутствию отражения с обоих концов лазера.

Также для полноты приведем граничные условия для стандартной схемы волоконного ВКР-лазера с регулярной обратной связью, см. Рис. 4.8f: $P_s^-(0) = P_s^+(0)$, $P_s^-(2L) = P_s^+(2L)$, и $P_p^+(0) = P_0$, $P_p^-(2L) = P_0$, что эквивалентно вводу накачки с левого торца и правого торцов в лазер удвоенной длины. Однако отметим тут, что указанная модель для волоконного ВКР-лазера стандартной конфигурации резонатора имеет свои ограничения, а именно она может адекватно описать пороги генерации, но дает далекие от реальности предсказания для поведения выходной мощности, см. детали в параграфе 1.2. Это связано с существенным уширением спектра генерации волоконного ВКР-лазера до масштабов, сравнимых с шириной используемых зеркал, см. главу 2. Таким образом использование номинальных значений коэффициентов отражения частотно-зависимых зеркал дает адекватные результаты лишь на пороге генерации, когда спектр еще не уширен. Для описания поведения выходной мощности приходится использовать различные феноменологические подходы, например вводить эффективный коэффициент про-

пускания зеркал [313, 370, 195]. Модель описания случайного волоконного ВКР-лазера свободна от данного недостатка, так как коэффициенты отражения в данном лазере не являются частотно-зависимыми. Таким образом балансная система уравнений (4.1) должна давать адекватное описание поведения генерируемой мощности в случайном волоконном лазере.

Рассчитаем пороги генерации P_{th} по модели (4.1) для различных конфигураций волоконных ВКР-лазеров со случайной распределенной обратной связью и зависимость данных порогов от длины системы. Зависимость порога генерации от длины лазера для случайного волоконного лазера в конфигурации прямой накачки представлена на Рис. 4.13 красной кривой. Порог рассчитан для длины волны генерации 1550 нм, осуществляемой в волокне типа SMF 28. Как и ожидалось, при малой длине волокна вклад обратного рэлеевского рассеяния оказывается пренебрежимо малым, что затрудняет формирование случайной распределенной обратной связи, и порог генерации оказывается высоким. При этом порог растет с уменьшением длины волокна. Однако чем длиннее становится волокно, тем меньше рассчитанное значение порога генерации. При больших длинах (около 40 км) порог достигает минимально допустимого значения около 0.8 Вт.

Дальнейшее увеличение длины волокна не ведет к уменьшению порога генерации, так как дополнительное волокно не дает дополнительного усиления. Действительно, при длине волокна более L_{RS} в дополнительном участке волокна, расположенном при координатах $|z| > L_{RS}$ локальные линейные потери превышают локальное усиление, тем самым не оказывая влияния на формирование случайной распределенной обратной связи. Длина усиления L_{RS} определяется из условия равенства локального усиления и локальных потерь:

$$g_R P_p^+(L_{RS}) = \alpha_s. \quad (4.3)$$

Около порога генерации, когда мощность волны генерации пренебрежимо мала, продольное распределение волны накачки определяется лишь линейными потерями, $P_+(z) = P_+(0)e^{-\alpha_p z}$. Отсюда следует выражение

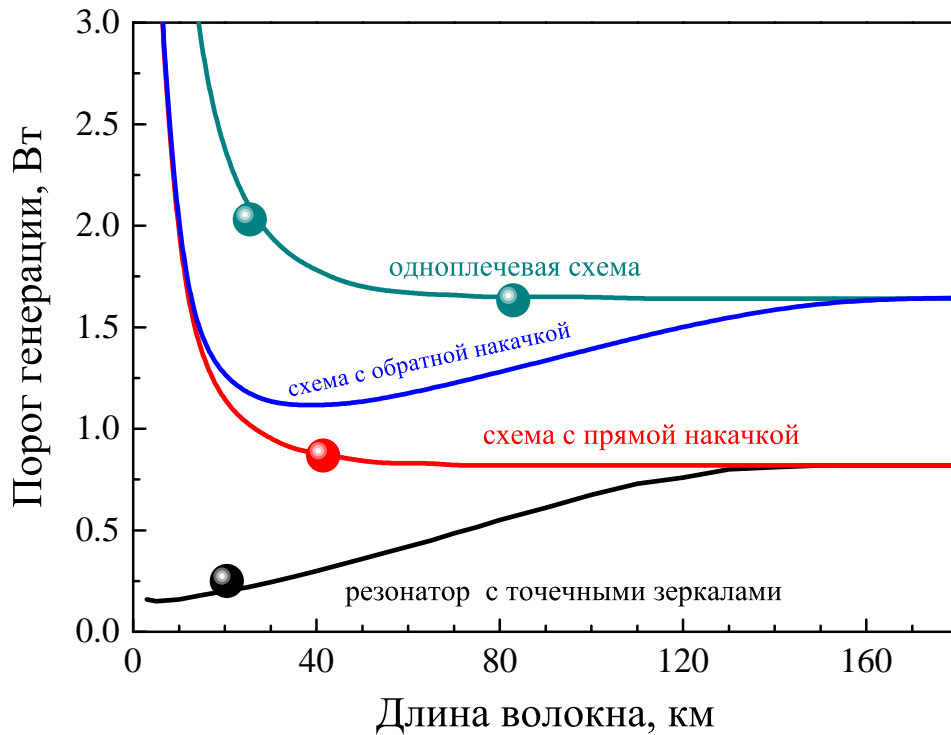


Рис. 4.13. Зависимость порога генерации волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью от длины лазера для лазеров различной конфигурации. Длина волокна L и мощность накачки определена в соответствии со схемами конфигураций, указанных на Рис. 4.8. Сплошные линии — численный расчет на основе системы балансных уравнений (4.1), точки — экспериментальные данные. Для сравнения приведена зависимость порога для волоконного ВКР-лазера с резонатором фиксированной длины, образованным точечными отражателями. Данные приведены для генерации около 1550 нм в волокне типа SMF 28.

для длины усиления около порога генерации:

$$L_{RS} = \frac{1}{\alpha_p} \ln \frac{g_R P_{th}}{\alpha_s}. \quad (4.4)$$

Для пороговой мощности $P_{th} = 0.8$ Вт расчет длины усиления для волокна типа SMF 28 дает величину $L_{RS} \approx 40$ км. Таким образом, наблюдается согласие с экспериментальными данными как по порогу генерации в конфигурации с прямой накачкой, так и по качественному пределу длины, при которой достигается данное минимальное значение порога.

Достаточно понятно, что в пределе короткого волокна, порог генерации в конфигурации с обратной волной накачки должен совпадать с

порогом генерации в конфигурации с прямой накачкой. Это связано с тем, что в коротком лазере волна накачки практически не истощается, соответственно указанные конфигурации становятся идентичными. Численный расчет порогов генерации в обеих конфигурациях подтверждает данное предположение, Рис. 4.13, ср. красную и синюю кривую. В то же время, в случае большой длины лазера в конфигурации обратной накачки порог генерации должен быть выше, чем в конфигурации с прямой накачкой. Это обусловлено тем, что при большой длине системы происходит сильное истощение волны накачки и она не достигает того конца волокна, на котором расположен широкополосный отражатель. В этом случае, если перейти к симметричной конфигурации лазера с обратной накачкой, Рис. 4.8с, лазер эквивалентен двум несвязанным одноплечевым лазерам с двумя различными накачками. Действительно, для случая обратной накачки порог генерации при больших длинах системы совпадает со значением порога в одноплечевом лазере большой длины, Рис. 4.13, ср. зеленую и синюю кривую. При этом расчеты показывают, что минимально достижимый порог генерации в случае одноплечевого лазера составляет величину 1.6 Вт, что ровно в два раза превышает порог генерации в конфигурации с прямой накачкой. Наконец отметим, что в случае лазера с обратной накачкой имеется оптимум по длине, при которой достигается наименьший порог, около 1.1 Вт, который, однако, превышает значение порога для конфигурации с прямой накачкой.

Наконец, мы подходим к ключевому моменту. Рассчитаем порог генерации волоконного ВКР-лазера с резонатором, образованным стандартными точечными волоконными зеркалами, в котором, однако сохранено влияние рэлеевского рассеяния, то есть случайная распределенная обратная связь также имеет место. Мы рассматриваем лазер с линейным резонатором длины $2L$, накачка которого осуществляется с обоих торцов волокна, Рис. 4.8f. Согласно общим представлениям, мы ожидаем, что порог генерации такого лазера будет линейно расти с ростом длины системы, так как линейно увеличиваются потери, следовательно необходима большая мощность накачки, чтобы их преодолеть. Именно этот результат и дают данные численного моделирования, Рис. 4.13, черная кривая. Действительно, в пренебрежении эффектом случайной распределенной

обратной связи пороговая мощность генерации может быть найдена из условия равенства полного усиления и полных потерь:

$$\exp\left(-2\alpha_s L + g_R \int_0^{2L} P_p(z) dz\right) = 1,$$

Здесь P_p обозначает полную мощность накачки, являющуюся суммой мощностей двух источников накачки, указанных на схеме. Тогда порог генерации может быть найден как $P_{th} = \alpha_s \alpha_p L / [g_R(1 - \exp[-2\alpha_p L])]$, что в пределе длинных волокон даёт величину $P_{th} = \alpha_s \alpha_p L / g_R$. Отметим, что для согласованности с данными по пороговой мощности для случайных волоконных лазеров, где она определена как мощность одного источника накачки, необходимая для генерации, здесь пороговая мощность P_{th} также определена как мощность каждого из источников накачки, таким образом полная мощность накачки, необходимая для достижения генерации, будет в 2 раза больше указанного на Рис. 4.13 чёрной кривой значения. Также отметим, что указанные на графике значения длины волокна относятся к длине L , таким образом полная длина линейного резонатора лазера с точечными зеркалами составляет величину также в два раза большую. Данный простой анализ показывает, что величина порога действительно растёт линейно с ростом длины системы L .

В реальных системах, однако, данное простое рассмотрение становится не применимо в случае достаточно длинных волокон, когда обратное рэлеевское рассеяние начинает давать существенную случайную распределённую обратную связь. Действительно, данные численного моделирования на основе системы уравнений (4.1) с соответствующими граничными условиями показывают, что при длинах $L > 100$ км, значение порога генерации становятся меньше тех значений, что предсказывает простой линейный закон увеличения порога, выведенный без учета случайной распределённой обратной связи, Рис. 4.13, чёрная кривая. Это означает, что при длинах более 100 км начинает играть роль обратное рэлеевское рассеяние, которое приводит к уменьшению порога генерации, так как к отражению от точечных зеркал добавляется ещё один механизм положительной обратной связи. Кроме того, как мы можем видеть, при длинах более $L_{max} > 150$ км (что соответствует полной длине лазера более 300 км), порог генерации перестаёт зависеть от длины системы. Более то-

го, порог генерации сравнивается с тем порогом, который достигается в лазере, работающем лишь за счёт случайной распределённой обратной связи.

Данный факт означает, в частности, что существует предел длины волоконного лазера с линейным резонатором, образованным точечными отражателями, и данный предел обусловлен тем фактом, что случайная распределённая обратная связь начинает превалировать начиная с некоторой длины над обратной связью от регулярных зеркал, и при дальнейшем увеличении длины регулярная обратная связь перестаёт играть какую-либо роль. В случае лазера на основе ВКР-усиления, генерирующего на длине волны 1550 нм в стандартном телекоммуникационном волокне, данное предельное значение длины линейного резонатора составляет величину $2L_{max} \approx 300$ км. При длинах больше данного значения, лазер должен работать в режиме случайного волоконного лазера и, соответственно, не иметь хорошо определенной модовой структуры излучения.

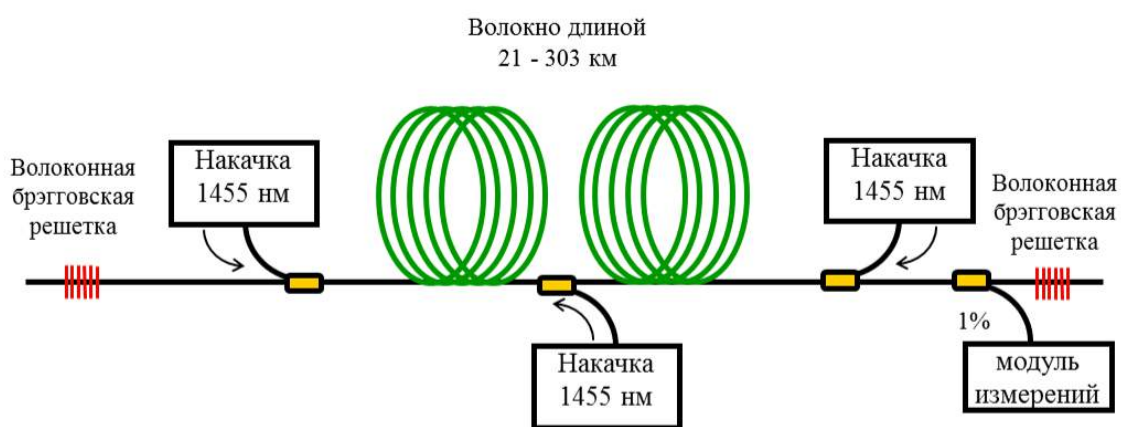


Рис. 4.14. Экспериментальная установка по определению предела длины линейного резонатора волоконного ВКР-лазера.

Проведем экспериментальное изучение существования предела длины волоконного ВКР-лазера. В эксперименте, очевидно, необходимо сравнивать не пороги генерации в лазерах с различным типом обратной связи, а регистрировать наличие или отсутствие модовой структуры излучения посредством измерения спектра в радиочастотной области спектра, где, при условии наличия различных продольных мод, должны проявляться пики межмодовых биений, см. параграф 2.1. Схема волоконного ВКР-

лазера переменной длины представлена на Рис. 4.14. Мы использовали стандартную линейную схему, в которой в качестве зеркал использовались высоко-отражающие волоконные брэгговские решетки. Генерация достигалась на длине волны 1550 нм при двухсторонне накачке с помощью волоконных ВКР-лазеров на длине волны 1450 нм. Использовалось стандартное телекоммуникационное волокно типа SMF 28, параметры которого многократно приводились выше. В наших экспериментах использовались различные длины волокна, составлявшие величины 21 км, 41 км, 63 км, 83 км, 165 км, 207 км, 240 км, 270 км, 303 км. Исходя из данных предварительного численного моделирования особый упор, очевидно, делался на области полной длины резонатора около 270 км. Отметим, что при больших длинах резонатора волны накачки оказывались практически полностью истощёнными не столько за счет генерации стоксовой компоненты, сколько за счет больших суммарных линейных потерь в длинном волокне. Таким образом, в центральной области волокна накачка практически отсутствовала, что осложняло получение генерации на основе регулярной обратной связи на точечных зеркалах резонатора. Для частичного исправления ситуации в схему при больших длинах вводилась третья волна накачки, заводимая в центральную область резонатора.

В качестве критерия достижения генерации за счет обратной связи на точечных зеркалах резонатора, а не на случайной распределенной обратной связи, использовалось наличие либо отсутствие разрешимых пиков межмодовых биений в измеряемом радиочастотном спектре излучения, см. параграф 2.1. Измерения проводились для внутри-резонаторного излучения через направленный ответвитель с коэффициентом деления 1:99. При больших длинах измерения проводились при мощностях накачки, немногим превышающей пороговую. Это связано с тем, что, как нам известно из результатов параграфа 2.3, в турбулентном режиме генерации со стохастической временной динамикой в достаточно длинных резонаторах являются эффективными процессы дефазировки различных продольных мод за счет четырех-волнового смешения различных спектральных компонент, что приводит к существенному нелинейному уширению пиков межмодовых биений. При больших длинах, когда рас-

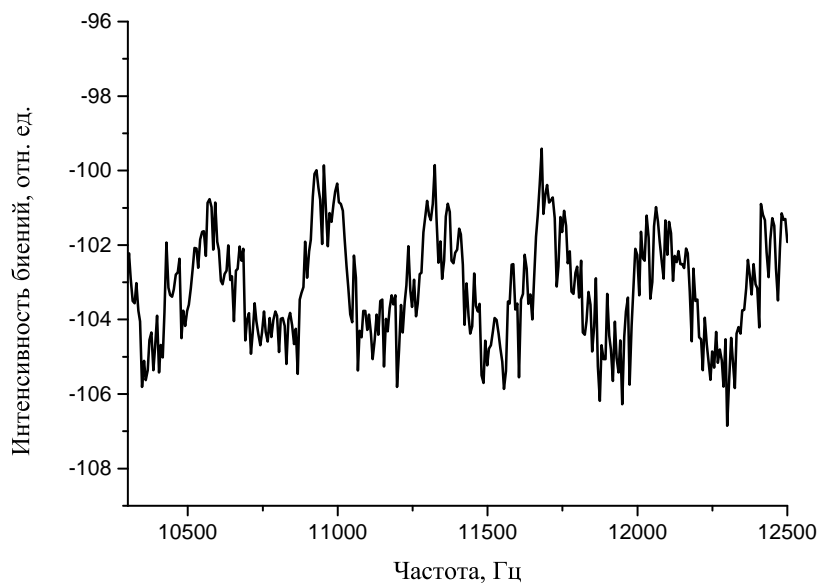


Рис. 4.15. Радиочастотный спектр межмодовых биений в сверх-длинном волоконном ВКР-лазере длиной 270 км.

стояние между различными продольными модами мало и составляет величину менее 1 кГц, даже при небольшом превышении мощности накачки пороговой мощности ширина пиков межмодовых биений становится сравнима и больше расстояния между соседними продольными модами, что замыкает картину межмодовых биений, делая невозможным определение лидирующего механизма обратной связи, на котором осуществляется генерация. Ввиду припороговой мощности накачки, мощность генерации составляла небольшую величину, дополнительно ослабляемую в 100 раз селективным ответвителем, который выводил излучение волны генерации из резонатора. Для усиления сигнала до уровня, достаточного для регистрации, нами использовался эрбиевый усилитель, а измерения приходилось совершать на максимальной чувствительности анализатора электрического спектра при максимально возможном накоплении сигнала.

Типичная картина измеренных межмодовых радиочастотных биений приведена на Рис. 4.15 для случая лазера с резонатором длины 270 км. В данном случае расстояние между модами составляло величину всего около 380 Гц. Из подобных картин, измеренных для резонатора каждой из указанных выше длины, определялось расстояние между различны-

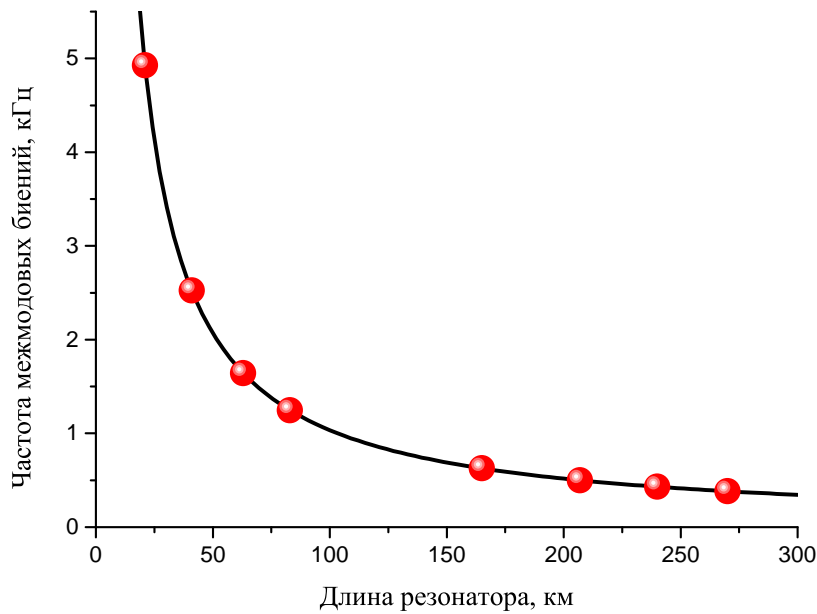


Рис. 4.16. Зависимость межмодового расстояния от длины лазерного резонатора. Точки — экспериментальные данные, кривая — рассчитанное значение.

ми продольными модами и определялась зависимость данного расстояния от длины резонатора. Результаты приведены на Рис. 4.16 красными точками. Наблюдаемое расстояние между продольными модами хорошо согласуется с формулой $c/(2nL)$, Рис. 4.16, черная кривая, где n есть показатель преломления сердцевины волокна, c есть скорость света в вакууме. Отметим, что для лазеров длиной более 100 км полная ширина спектра излучения имеет типичную величину более 1 нм (что соответствует около 200 ГГц в частотном представлении), то есть общее количество мод, вышедших в генерацию оценивается в огромную величину порядка 10^8 .

Мы также провели подобные эксперименты для резонатора длиной 303 км и 330 км. Порог генерации в этих случаях также достигался при мощностях, сравнимых с порогом генерации в лазере длиной 270 км. Однако в двух последних случаях зарегистрированные радио-частотные спектры не содержали выраженных пиков, которые можно было бы соотнести с определённой модовой структурой, соответствующей резонаторам данной длины ни при одной мощности накачки, ни в одном из диапазонов радио-частотного спектра, доступного для измерений. Таким образом, приведённые экспериментальные данные можно интерпретировать как отсутствие генерации в лазерах длиной 303 км и 330 км с

определённой модовой структурой, то есть отсутствие регулярной обратной связи за счет точечных зеркал резонатора. Проведённые измерения тем самым экспериментально демонстрируют предел длины резонатора волоконного ВКР-лазера, составляющий величину около 270 км.

Таким образом, в данном параграфе было экспериментально показано, что существует предел длины линейного резонатора волоконного ВКР-лазера, выше которого случайная распределенная обратная связь определяет генерацию излучения со спектром, не имеющим определенной модовой структуры, тогда как при длине меньше данного предела преобладает обратная связь за счет точечных отражателей, что приводит к наличию модовой структуры в спектре генерации. Величина данного предела равна 270 км при осуществлении генерации в стандартных оптических волокнах в области длин волн около 1.5 мкм.

4.5. Продольное распределение мощности генерации

Генерационные свойства большинства типов случайных лазеров определяются тем, какие локализованные и/или распределенные пространственные моды выходят в генерацию, см., например, обзор [118]. Аналогично, продольное распределение мощности генерации и волны накачки вдоль волокна, составляющего волоконный лазер со случайной распределенной обратной связью, должно определять его генерационные свойства. В данном параграфе мы проведем исследование свойств пространственного распределения мощности в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью.

В качестве конфигурации лазера была выбрана симметричная схема с со-направленными волнами накачки, см. параграф 4.3. Схема экспериментальной установки приведена на Рис. 4.17. В качестве источников накачки использовалось два волоконных ВКР-лазера, излучающих до 4 Вт выходной мощности на длине волны 1455 нм. Излучение лазеров накачки было заведено с центра волокна и направлено в противоположные стороны по направлению к концам оптического волокна, составляющего

случайный волоконный лазер. Общая длина волокна составляла величину 84 км. Использовалось стандартное оптическое волокно типа SMF-28. Для мощности накачки порядка 0.8 Вт (везде далее в данном параграфе мощность накачки определяется как мощность каждого из модулей накачки), начинается случайная генерация на длине волны около ~ 1.56 мкм. Генерация происходит в обе стороны, см. параграф 4.2.

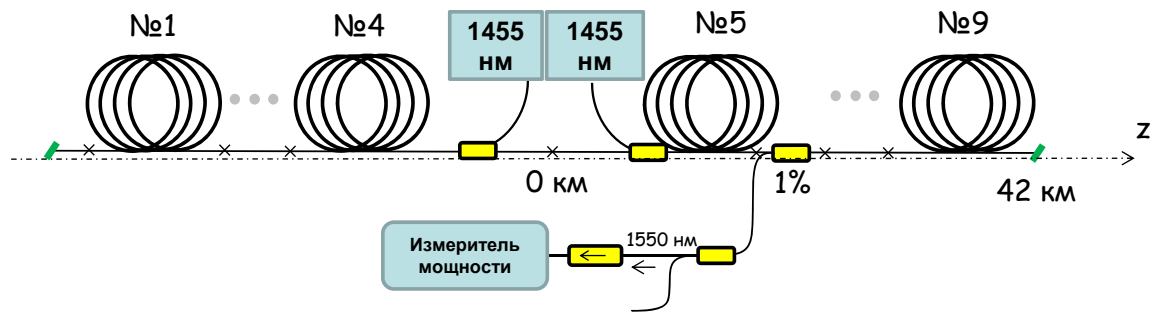


Рис. 4.17. Экспериментальная установка по измерению продольных распределений мощностей в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью.

Основной целью данного эксперимента было измерение пространственных распределений мощности волны накачки и мощностей генерируемых волн. Для этого использовалась следующая методология. Случайный волоконный лазер был составлен из 9 отрезков волокон разной длины, которые соединялись друг с другом посредством сварок для избежания паразитных точечных потерь, способных создать слабые паразитные резонаторы фиксированной длины. Между двумя заданными отрезками волокна вваривался неселективный волоконный ответвитель с коэффициентом деления равным 99:1, тем самым из волокна в заданном направлении (для изменения направления изменялась ориентация ввариваемого каплера) выводилось 1 процент мощности волны накачки и соответствующих генерируемых компонент. Измерительный блок дополнялся селективных по длине волны волоконным разветвителем, позволяющим отделить волну накачки от волны генерации. Дополнительно использовался набор волоконных изоляторов для минимизации влияния паразитных отражений. Таким образом, возможно было напрямую измерить мощность генерации и мощность волны накачки в том месте по продольной координате, в котором находился описанный из-

мерительный блок. Измерительный блок последовательно перемещался между различными отрезками волокна, что позволяло измерять мощности при различных продольных координатах и тем самым восстановить продольные распределения мощности генерации и волны накачки. Тщательным образом проверялось, что использование измерительного блока не ведет к каким-либо изменениям генерационных свойств изучаемого случайного волоконного лазера.

Длины различных отрезков использованных волокон подбирались специальным образом. Во-первых, длины левой части (относительно точки ввода накачки) и правой части случайного лазера были полностью идентичны и составляли величину 41 км 843 метров. Выбранные длины отрезков волокон позволяли проводить измерения в следующих точках по продольной координате: $z = -41.8$ км (левый выход), -35.2 км, -28.6 км, -21.9 км, 0 км (точка ввода излучения накачки), 6.6 км, 11.5 км, 22.5 км, 31.7 км и 41.8 км (правый выход лазера). Мы ожидаем, что в изучаемой симметричной конфигурации лазера, продольные распределения мощности также должны быть симметричны относительно точки ввода излучения накачки, $z = 0$. С использованием данной симметрии, а также того факта, что измерения в левом плече проводились при значениях координат (по модулю) отличных от тех, в которых проводились измерения в правом плече, мы можем эффективно увеличить количество точек в измеренном продольном распределении путем отражения относительно центра лазера. Отметим, что длины отрезков были подобраны таким образом, чтобы в левом и правом плече были проведены измерения также в точке, имеющей примерно одну и ту же координату по модулю, что позволяло бы осуществить экспериментальную проверку факта симметричности продольных распределений мощности. Действительно, как показали измерения, мощности волн накачки и генерации одинаковы с экспериментальной точностью в левом и правом плечах при значениях координат -21.9 и 22.5 км соответственно.

В результате мы имеем возможность экспериментального измерения гораздо более полной информации, чем просто выходная мощность излучения. Действительно, кроме выходной мощности генерации, мы можем построить зависимости мощностей генерации от мощности накачки в за-

данной точке вдоль волокна, составляющего случайный лазер, Рис. 4.18. При мощностях накачки более 0.8 Вт, мощность первой стоксовой компоненты растет линейно с ростом мощности накачки в разных точках вдоль пространственной координаты. Для мощностей накачки выше 2 ВтШ, начинается каскадная генерации и начинает расти мощность второй стоксовой компоненты, генерируемой в области 1.68 мкм, см. работы [371, 205]. Выше порога генерации второй стоксовой компоненты, мощность генерации первой стоксовой компоненты прекращает расти, см. Рис. 4.18 (точки $z = 22$ км и $z = 42$ км), ввиду ее конверсии во вторую стоксовую компоненту аналогично тому, как это происходит в волоконном ВКР-лазере с плотным резонатором, см. параграф 1.2. Однако детали взаимодействия компонент в случайном волоконном лазере отличны: мощность первой стоксовой компоненты не насыщается на постоянном уровне, как это происходит в волоконном ВКР-лазере с плотным резонатором, а быстро падает практически до нуля.

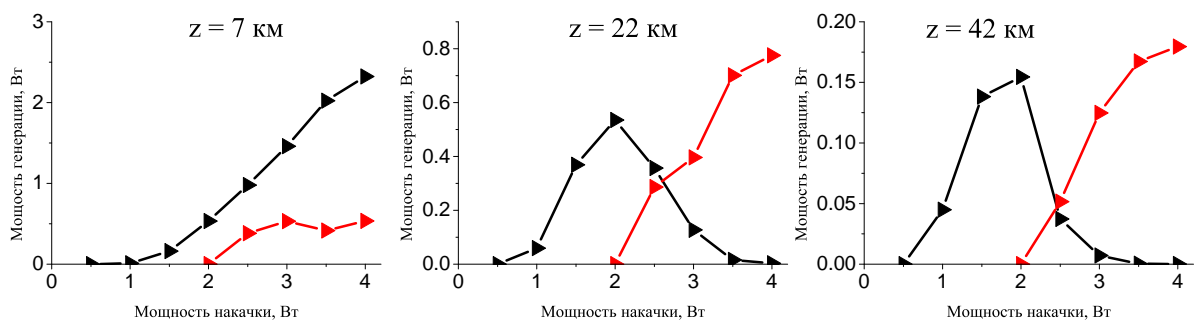


Рис. 4.18. Мощность генерации в зависимости от мощности накачки, измеренная в различных точках вдоль оптического волокна, составляющего волоконный ВКР-лазер со случайной распределенной обратной связью. Цветом показаны мощности первой (черная кривая) и второй (красная кривая) стоксовых компонент.

Продольные распределения мощности первой и второй стоксовых компонент при различных мощностях накачки приведены на рисунках Рис. 4.19 и Рис. 4.20 соответственно. Продольные распределения мощностей волн генерации действительно симметричны относительно точки ввода излучения накачки. Мощности обеих волн начинают быстро расти при увеличении модуля пространственной координаты, достигают максимума в некоторой точке и затем начинают спадать при приближении к выходному концу волокна. Закон спадения мощности близок к экспонен-

циальному с коэффициентом затухания, соответствующем коэффициенту линейных потерь на длине волны 1.56 мкм. Как нетрудно понять, положение максимума продольного распределения мощности волны генерации находится в точке, в которое локальное усиление (за счет волны накачки) равно локальным потерям. Данная точка была названа длиной усиления, $|z| = L_{RS}$. Иными словами, положение $|z| = L_{RS}$ определяет границы области усиления. Как следует из результатов измерения, положение максимума мощности в продольном распределении приближается к центру системы с ростом мощности накачки, то есть длина усиления падает с ростом мощности накачки. Детали зависимости длины усиления от мощности накачки см. в наших работах [204, 372, 205]. При этом продольные распределения становятся уже.

При больших мощностях накачки, при которых осуществляется генерация второй стоксовой компоненты, затухание мощности генерации первой стоксовой компоненты при координатах $|z| > L_{RS}$ осуществляется быстрее экспоненциального (с коэффициентом, равным коэффициенту линейных потерь) за счет процессов истощения, см. параграф 1.2. При максимальной достигнутой в данном эксперименте мощности, первая стоксовая компонента сосредоточена в основном в области волокна $|z| < 10$ км и практически отсутствует в выходном излучении, Рис. 4.19. При этом вторая стоксовая компонента распределена гораздо более равномерно по волокну, максимум ее мощности достигается на длинах $|z| > 10$ км, Рис. 4.20.

Используя балансную модель, 4.1 можно рассчитать продольное распределение волн генерации и волны накачки численно. Рассчитанные продольные распределения мощности показаны на Рис. 4.21. Расчет произведен для мощности накачки 2 Вт. Показаны распределения мощности только в одном плече симметричной схемы лазера только для одной (сонаправленной с накачкой) компоненты волны генерации. Как видно из рисунка, численно рассчитанные профили находятся в качественном согласии с результатом эксперимента, а именно максимум мощности для второй стоксовой волны сдвинут относительно максимума мощности для первой стоксовой волны в сторону выхода лазера, волна накачки практически полностью истощена волнами генерации.

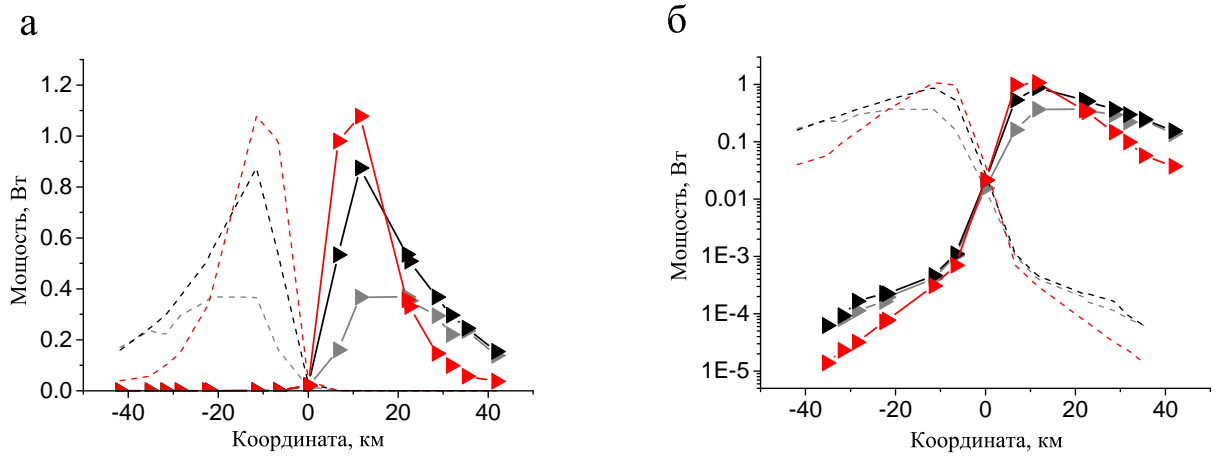


Рис. 4.19. Продольные распределения мощности генерации в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью симметричной конфигурации с накачкой из центра в (а) линейном и (б) логарифмическом масштабах. Распределения со-направленной волны генерации показано сплошными линиями. Распределения противонаправленной волны — пунктирными линиями. Цветом показаны различные мощности волны накачки: серая кривая — 1.5 Вт, чёрная кривая — 2 Вт, красная кривая — 2.5 Вт.

Для первой стоксовой компоненты достигается хорошее количественное согласие между результатами расчета и данными эксперимента, Рис. 4.22. Со-направленная с волной накачки волна генерации P_s^+ возникает из обратного отражения от противонаправленной волны генерации P_s^- и постепенно усиливается, распространяясь от левого к правому концу волокна, пока распространение осуществляется в области, где усиление превалирует над потерями $z < L_{RS}$. В области $z > L_{RS}$ со-направленная волна генерации P_s^+ экспоненциально затухает, так как потери превышают усиление в данной области. Со-направленная волна генерации также дают слабую затравку для противоположно направленной волне генерации P_s^- в области $z > L_{RS}$ за счет рэлеевского рассеяния. Отметим, что во всем правом плече мощность со-направленной волны генерации существенно больше мощности противонаправленной волны генерации, $P_s^+(z) \gg P_s^-(z)$. Данное неравенство верно везде кроме малой области около $z \sim 0$, где мощности оказываются сравнимы $P_s^+(z) \sim P_s^-(z)$.

Укажем на одну особенность пространственных распределений, которая позволит нам управлять спектральными свойствами излучения

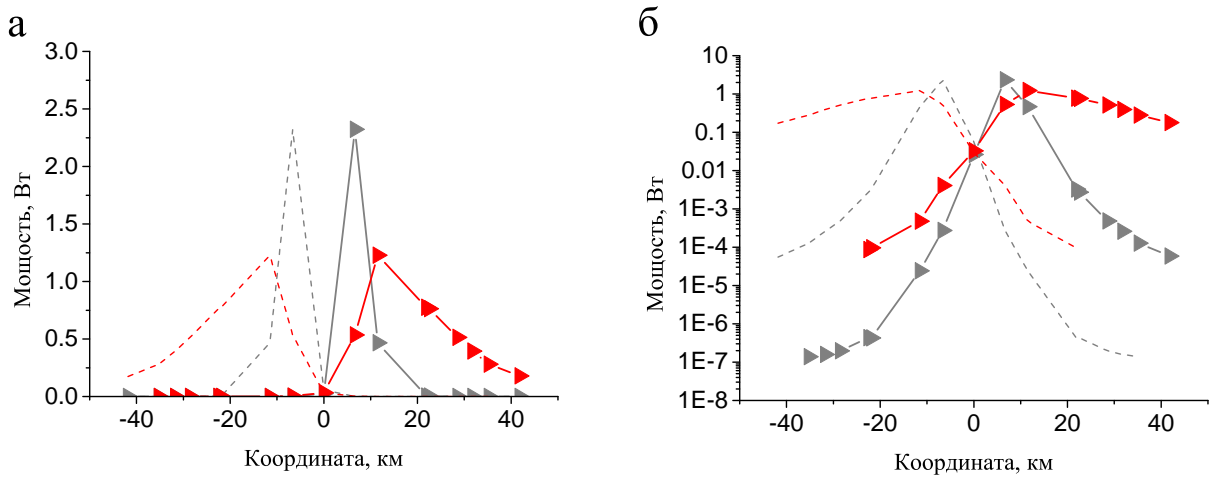


Рис. 4.20. Продольные распределения мощности генерации в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью симметричной конфигурации с накачкой из центра для первой (серая кривая) и второй (красная кривая) стоксовых компонент в (а) линейном и (б) логарифмическом масштабах. Распределения со-направленной волны генерации показано сплошными линиями. Распределения противополоно-направленной волны — пунктирными линиями. Распределения показаны при мощности накачки 4 Вт.

волоконных случайных лазеров, о чем будет рассказано в следующей главе. А именно, оказывается, что в центре системы, в точке $z = 0$, мощность генерации $P_s^+(0)$ много меньше мощности генерации в максимуме распределения $z = L_{RS}$ и мощности генерации на выходе из лазера (для умеренных длин) $P_s^+(L)$. Действительно, как показывают результаты измерений, при типичном уровне мощностей порядка ~ 1 Вт, мощность генерации в центре, $P_s^+(0)$, составляет величину лишь в 20–30 мВт, Fig. 4.23. Это позволяет потенциально управлять свойствами мощной случайной генерации с помощью использования маломощных компонент, если они поставлены в эту центральную точку, $z = 0$. Данный способ будет рассмотрен в Главе 5 для достижения узкополосной и многоволновой генерации.

Кроме простого численного моделирования, оказывается также возможным провести аналитическое рассмотрение продольных распределений мощности в симметричной схеме волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью с его накачкой из центральной точки резонатора. Рассмотрение основывается на балансной модели (вывод сделан Е. Подивиловым).

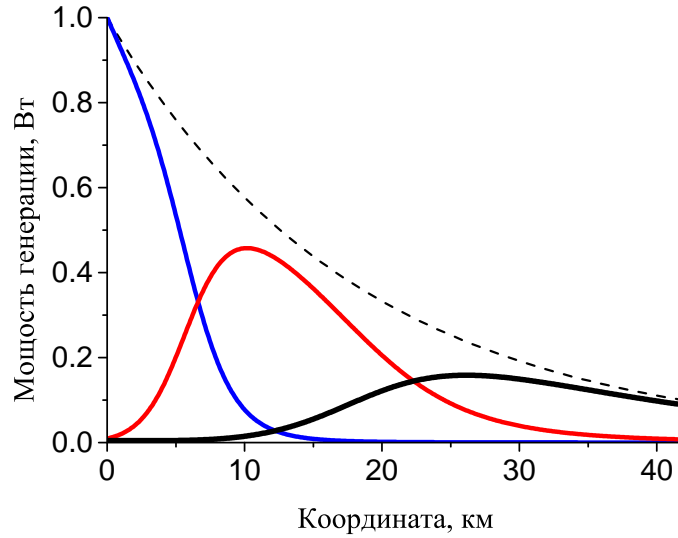


Рис. 4.21. Численно рассчитанные продольные распределения мощностей в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью симметричной конфигурации с накачкой из центра при мощности накачки 2 Вт. Синяя кривая — волна накачки, красная кривая — первая стоксовая компонента, черная кривая — вторая стоксовая компонента. Пунктир — продольное распределение мощности накачки при отсутствии генерации.

Как мы видели из результатов экспериментов, Рис. 4.19, мощность волны генерации, сонаправленной с волной накачки, $P_s^+(z)$, много больше мощности волны генерации, противонаправленной волне накачки, $P_s^-(z)$. При этом неравенство $P_s^+(z) \gg P_s^-(z)$ выполняется практически при любой координате вдоль волокна, Рис. 4.19. Следовательно, мы можем пренебречь вкладом противонаправленной волны генерации в истощение волны накачки, P_p^+ , а также пренебречь вкладом данной волны в сонаправленную волну генерации за счет рэлеевского рассеяния. Так как эксперимент проводился в области длин волн 1.5 мкм, в которой линейные потери малы и слабо изменяются в зависимости от длины волны, мы можем положить $\alpha_s \approx \alpha_p = \alpha$. При этих предположениях, система уравнений балансной модели 4.1 может быть упрощена до следующего

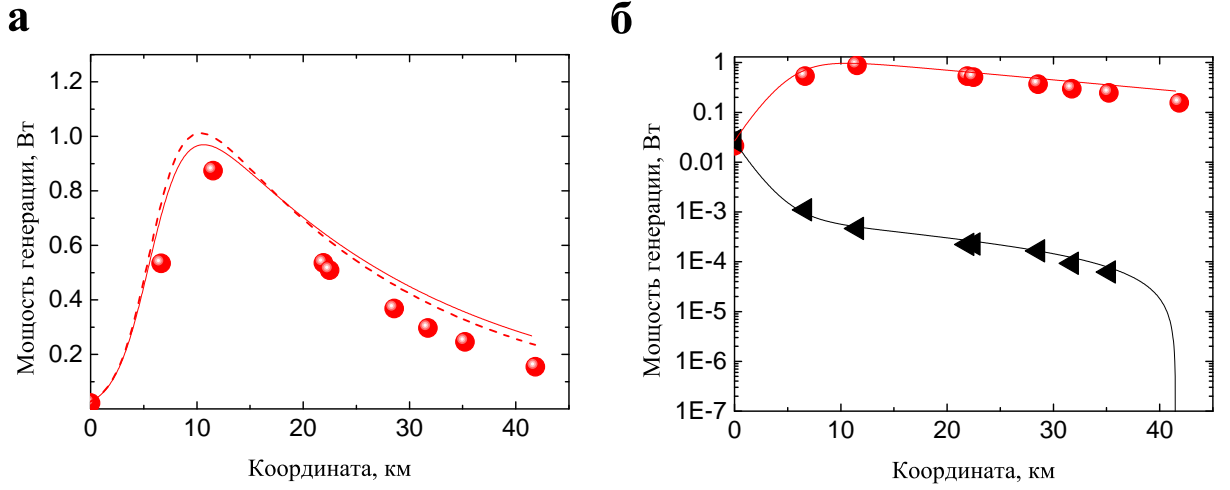


Рис. 4.22. Продольное распределение со-направленной с волной накачки волны генерации в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью симметричной конфигурации с накачкой из центра системы. (а) в линейном масштабе (б) в логарифмическом масштабе. Сплошные линии — численный расчет по балансной модели (4.1), пунктирная линия — аналитическое решение (4.7), кружки и треугольники — экспериментальные данные. Черный цвет использован для противоположно направленной волне накачки волны генерации, красный цвет — для со-направленной волны генерации.

вида:

$$\begin{cases} \frac{dP_p^+}{dz} = -\alpha P_p^+ - g_R \frac{\lambda_s}{\lambda_p} P_p^+ P_s^+, \\ \frac{dP_s^+}{dz} = (g_R P_p^+ - \alpha) P_s^+, \\ \frac{dP_s^-}{dz} = -(g_R P_p^+ - \alpha) P_s^- - \varepsilon P_s^+. \end{cases} \quad (4.5)$$

Первое и второе уравнения в системе уравнений (4.5) теперь не включают в себя мощность противонаправленной волны генерации, P_s^- , и могут быть проинтегрированы. В результате, оказывается возможным найти аналитическое выражение для продольного распределения мощности волны накачки $P_p^+(z)$:

$$P_p^+(z) = P_p^+(0) e^{-\alpha z} \times \frac{P_p^+(0) + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} P_s^+(0)}{\frac{\lambda_s}{\lambda_p} P_s^+(0) \exp \left[(g_R [P_p^+(0) + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} P_s^+(0)]) \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha} \right] + P_p^+(0)}. \quad (4.6)$$

Продольное распределение мощности со-направленной волны генера-

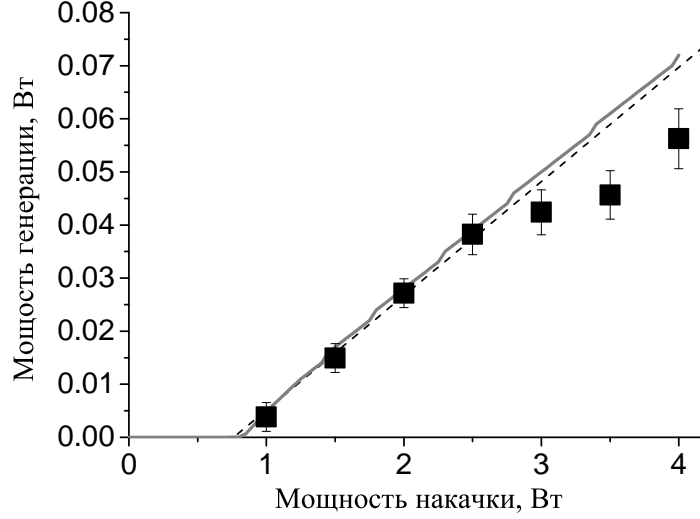


Рис. 4.23. Зависимость мощности генерации со-направленной с волной накачки волны генерации в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью симметричной конфигурации в центральной точке, $z = 0$, от мощности накачки. накачкой из центра системы от мощности волны накачки. Сплошные линии — численный расчет по балансной модели (4.1), пунктирная линия — аналитическое решение (4.11), квадраты — экспериментальные данные.

ции может быть тоже найдено:

$$P_s^+(z) = P_s^+(0)e^{-\alpha z} \times \frac{P_p^+(0) + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} P_s^+(0)}{P_p^+(0) \exp \left[-(g_R [P_p^+(0) + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} P_s^+(0)]) \frac{1-e^{-\alpha z}}{\alpha} \right] + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} P_s^+(0)}. \quad (4.7)$$

Отметим, что $P_s^+(L)$ есть выходная мощность лазера.

Для того, чтобы рассчитать значения мощности генерации вдоль волокна лазера, $P_s^+(z)$, необходимо сначала найти мощность генерации в центральной точке лазера при $z = 0$, $P_s^+(0)$. Выражение для данной мощности также может быть получено аналитическим образом. Рассмотрим второе и третье уравнения системы балансных уравнений (4.5). После домножения их на $P_s^-(z)$ и $P_s^+(z)$, соответственно, затем суммируя и используя граничные условия, можно найти:

$$\frac{dP_s^+ P_s^-}{dz} = -\varepsilon P_s^{+2} \quad (4.8)$$

вместе с соотношением

$$P_s^{+2}(0) = P_s^+(0)P_s^-(0) = \varepsilon \int_0^L P_s^{+2}(z)dz. \quad (4.9)$$

После подстановки уравнения (4.9) в уравнение (4.7), находим следующее соотношение:

$$1 = \varepsilon \int_0^L dz e^{-2\alpha z} \cdot \left(\frac{1 + \frac{\lambda_s P_s^+(0)}{\lambda_p P_p^+(0)}}{\exp \left[-g_R P_p^+(0) \frac{1-e^{-\alpha z}}{\alpha} \left(1 + \frac{\lambda_s P_s^+(0)}{\lambda_p P_p^+(0)} \right) \right] + \frac{\lambda_s P_s^+(0)}{\lambda_p P_p^+(0)}} \right)^2.$$

Мы предполагаем, что мощность в центральной точке лазера при $z = 0$ много меньше мощности накачки в данной точке, $\frac{\lambda_s P_s^+(0)}{\lambda_p P_p^+(0)} \ll 1$. Данное предположение подтверждается экспериментальными данными, Рис. 4.23. В данном предположении находим, что:

$$\frac{1}{\varepsilon} = \int_0^{L_{\text{eff}}} d\xi \frac{1 - \alpha\xi}{e^{-g_R P_p^+(0)\xi} + g_R \frac{\lambda_s P_s^+(0)}{\lambda_p P_p^+(0)}}, \quad (4.10)$$

где использовалась подстановка $\xi = (1 - e^{-\alpha z})/\alpha$. Заметим, что выражение (4.10) действительно только в пределе длинного лазера, $\alpha L \gg 1$. Эффективная длина определена как $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha \approx 1/\alpha$.

Высоко над порогом, уравнение (4.10) может быть проинтегрировано. В результате получаем следующее выражение для мощности генерации в центральной точке:

$$P_s^+(0) = \sqrt{\frac{\varepsilon \lambda_p}{2\alpha \lambda_s}} \left(1 - \frac{P_{\text{th}}}{P_p^+(0)} \right) P_p^+(0). \quad (4.11)$$

Расчет по аналитической модели хорошо согласуется с данными эксперимента, Рис. 4.23.

Модель замкнута, так как аналитическое выражение для порога генерации P_{th} также может быть найдено из выражения (4.10) путем его интегрирования в пределе нулевой мощности генерации, $P_s^+(0) = 0$:

$$g_R P_{\text{th}} e^{-g_R P_{\text{th}}/\alpha} = \sqrt{\varepsilon \alpha / 4}. \quad (4.12)$$

Рассчитанное по данному выражению значение порога генерации составляет величину 0.76 Вт.

Теперь мы можем рассчитать продольное распределение мощности генерации случайного волоконного лазера, пользуясь выражениями (4.7) и (4.11). Распределения построены на Рис. 4.21 вместе с экспериментальными данными. Наблюдается хорошее согласие результатов аналитического расчета, результатов эксперимента и результатов численного расчета.

Наконец укажем, что можно получить аналитическим образом еще одну важную характеристику случайного лазера — аналитическое выражение для эффективности генерации. Действительно, эффективность генерации, определенная как $\eta_{total} = P_s^{out}/P_p^+(0)$ может быть получена из аналитического решения для продольного распределения мощности генерации (4.7) и выражения (4.11). В случае, когда $g_R \frac{\lambda_s}{\lambda_p} P_s(0) \ll g_R P_p^+(0)$, а также в случае существенного превышения порога генерации, $P_p(0) \gg P_{th}$, может быть получено следующее выражение для эффективности генерации:

$$\begin{aligned} \eta_{total} &= \lambda_s/\lambda_p e^{-\alpha L} \left(1 - \exp \left[g_R (P_{th} - P_p^+(0)) \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \right] \right) \approx \\ &\approx e^{-\alpha L}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Рассчитанное данным образом значение эффективности генерации $\eta \approx 0.15$. Важным выводом из выражения (4.13) является факт, что эффективность генерации в рассмотренной симметричной схеме с сонаправленной накачкой экспоненциально падает с увеличением длины системы L при условии большой мощности генерации. С практической точки зрения это означает, что данная конфигурация лазеров более эффективна, если использовать более короткое волокно. Данное наблюдение согласуется с результатами численного моделирования, см. детали [205].

Таким образом, в данном параграфе было экспериментально измерено распределение мощности генерации вдоль длины волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью с прямой накачкой и обнаружена существенная неоднородность данного распределения. А именно, максимум мощности генерации наблюдается в точке,

в которой локальное усиление равно локальным потерям, а минимум мощности генерации достигается в центральной точке, в которой вводится излучение накачки в резонатор. Важным следствием данной главы является обнаружение того факта, что уровень мощности в области локального минимума в центральной точки является существенно меньшим уровня мощности в максимуме распределения, что позволяет потенциально использовать различные элементы, помещенные в точку минимума и рассчитанные на работу лишь на малой мощности, для управления свойствами мощной выходной волны генерации. Возможность создания волоконных ВКР-лазеров со случайной распределенной обратной связью, генерирующих в новых режимах с заданными генерационными свойствам на основе указанной возможности будет рассмотрена в следующей главе.

В завершение главы отметим, что на основе описанных результатов по достижению нового режима стохастической генерации в волоконных ВКР-лазерах за счет использования случайной распределенной обратной связи к настоящему времени различными авторами создан широкий круг различных случайных волоконных лазеров, обладающих самыми разными генерационными свойствами для самых различных применений, см. наш свежий обзор [205] для подробных деталей. Таким образом, предложенная концепция генерации на основе случайной распределенной обратной связи оказалась действительно плодотворной.

Глава 5

Спектр излучения непрерывного волоконного ВКР-лазера со случайной распределённой обратной связью

[205, 206, 207, 208]

5.1. Режим узкополосной генерации

После изложения концепции волоконных ВКР-лазеров со случайной распределенной обратной связью и объяснения основ их работы перейдем к вопросам формирования их спектра и возможностям управления спектром генерации таких лазеров. В целом, задача управления спектральными параметрами генерации случайных лазеров является достаточно сложной и привлекает большое внимание исследователей. Действительно, случайные лазеры обычно имеют сложно устроенный спектр

с большим количеством разнообразных пиков, положение и число которых может изменяться в процессе работы. Нахождение способов динамического управления спектральным составом излучения случайных лазеров сильно бы расширило их возможности.

Одним из способов управления излучением объемных случайных лазеров является температура. В работе [373] температура использовалась для включения/выключения системы, то есть перевода ее из режима над порогом случайной генерации в подпороговый режим, когда генерация отсутствует. Для достижения этого использовались жидкие кристаллы, введенные в раствор лазерного красителя. Жидкие кристаллы изменяли свое фазовое состояние под действием температуры (из неупорядоченного в частично упорядоченное с нагревом). Разные фазовые состояния имеют разный показатель преломления, что, в свою очередь, изменяло свойства рассеяния и влияло в конечном итоге на величину порога случайной генерации. Отметим, что подобные случайные лазеры на жидких кристаллах также могут контролироваться с помощью электрического тока [163, 374]. При использовании нематических жидких кристаллов оказывается возможным контроль поляризации выходного излучения путем поворота образца с жидким кристаллом [169]. От температуры также зависят свойства генерации систем на основе порошков GaAs [135]. Интересный теоретический результат содержится в работе [375], в которой указано, что в трехмерных случайных системах средняя длина пробега фотона зависит от температуры, что изменяет и порог, и спектральный состав генерируемого излучения в случайном лазере.

Другим подходом является управление свойствами излучения накачки. К примеру, ограничивая область, облучаемую излучением накачки, оказывается возможным изменять порог генерации [376, 377]. Локальная накачка отдельных областей позволяет селективным образом возбуждать те или иные локализованные моды в двухмерных случайных средах и, тем самым, управлять их спектром генерации [378, 379]. С помощью активной адаптации пространственного профиля пучка накачки оказывается возможным выбирать любую наперед заданную моду генерации, как это было численно продемонстрировано в работе [187]. В дальнейшем эти

расчеты получили экспериментальное подтверждение в работе [380], в которой спектр генерации случайного лазера перестраивался путем соответствующей оптимизации пространственного профиля пучка накачки. Управляя профилем пучка накачки исследователям даже удалось добиться перехода из режима когерентной случайной генерации в режим некогерентной лазерной генерации в одном и том же образце [381]. Наконец, авторы работы [382] численно продемонстрировали, что управление пространственным профилем пучка накачки можно потенциально достичь изменения направления, в котором излучает случайный лазер. В недавних работах [381, 383] наблюдался переход между различными режимами генерации случайного лазера (от спектра с большим количеством различных спектральных пиков к гладкому спектру) при изменении условий накачки. Кроме того, при определенном пространственном профиле достигалось уменьшение длины импульса генерации, что интерпретировалось авторами как синхронизация мод в случайном лазере. В целом, возможность контроля свойствами случайной генерации за счет активного изменения пространственного профиля накачки может помочь разрешить один из основных прикладных вопросов в области случайных лазеров, а именно как добиться генерации в случайных лазерах на заданных спектральных линиях. В работе [187] для этого предлагается использовать канал обратной связи, с помощью которой пространственный профиль накачки изменялся бы посредством управления модулятором пространственного профиля пучка.

Очевидно, что указанные методы управления излучением в случайных лазерах неприменимы для волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью. Действительно, ни температурная перестройка, ни электрический ток не могут влиять существенным образом на параметры усиления и величины рэлеевского рассеяния в стандартных волокнах. Возможности управления излучением накачки сильно ограничены, так как накачка, по сути, может заводиться лишь с двух торцов волокна, а ее внутреннее продольное распределение вдоль длины волокна не может быть изменено и определяется процессами линейных потерь в волокне и истощением волны накачки за счет генерации. Однако ввиду того, что, по сути, случайный волоконный лазер имеет

стандартный для полностью волоконных лазеров дизайн, оказывается возможным реализация простых способов по управлению его спектром излучения с помощью спектрально селективных элементов, помещаемых в резонатор случайного волоконного лазера. При этом, как мы показали в параграфе 4.5, продольное распределение мощности в волоконных ВКР-лазерах со случайной распределенной обратной связью в симметричной конфигурации является сильно не однородным, что потенциально указывает на возможность управлять свойствами мощного выходного лазерного излучения за счет управления волной генерации в той ее точке, где она является маломощной, с помощью спектральных элементов, рассчитанных на меньшую мощность.

В данном параграфе мы развиваем эту идею и приведем результаты по получению узкополосной генерации в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью. На Рис. 5.1 приведена экспериментальная установка. Случайный волоконный лазер состоит из двух отрезков стандартного телекоммуникационного волокна длиной по 40 км каждый. Система накачивается из центральной точки посредством двух волоконных ВКР-лазеров, излучающих на длине волны 1455 нм. Генерация осуществляется в диапазоне около 1550 нм. Для осуществления узкополосной генерации нами было использовано две различные конфигурации лазера на основе спектральных фильтров двух различных типов: волоконной брэгговской решетки и волоконного интерферометра Фабри-Перо. Брэгговская решетка имела спектральный профиль отражения гауссовой формы с шириной 0.05 нм и центральной длиной волны 1550.5 нм. Волоконный интерферометр Фабри-Перо имел полосу, центрированную на длине волны 1552.7 нм, резкость 486 и область свободной дисперсии, равную 623.60 ГГц, что соответствует ширине каждого отдельного пика пропускания порядка лишь 0.01 нм. Чтобы иметь возможность использовать спектральные фильтры в центральной точке лазера и при этом сохранить случайную распределенную обратную связь для обоих генерируемых противонаправленных волн накачки, нам пришлось применить специальную конфигурацию на основе направленного волоконного циркулятора, см. Рис. 5.1. Излучение, распространяющееся слева направо, управляется с помощью спектрального фильтра, тогда

как волна генерации, распространяющаяся справа налево не испытывает действия фильтра. Еще раз отметим, что в нашем случае мощность генерации в центральной точке, в которой были размещены спектральные фильтры, не превышала величину 10–20 мВт, что позволяло нам управлять спектральными свойствами мощного (порядка 1 Вт) выходного излучения случайного волоконного лазера.

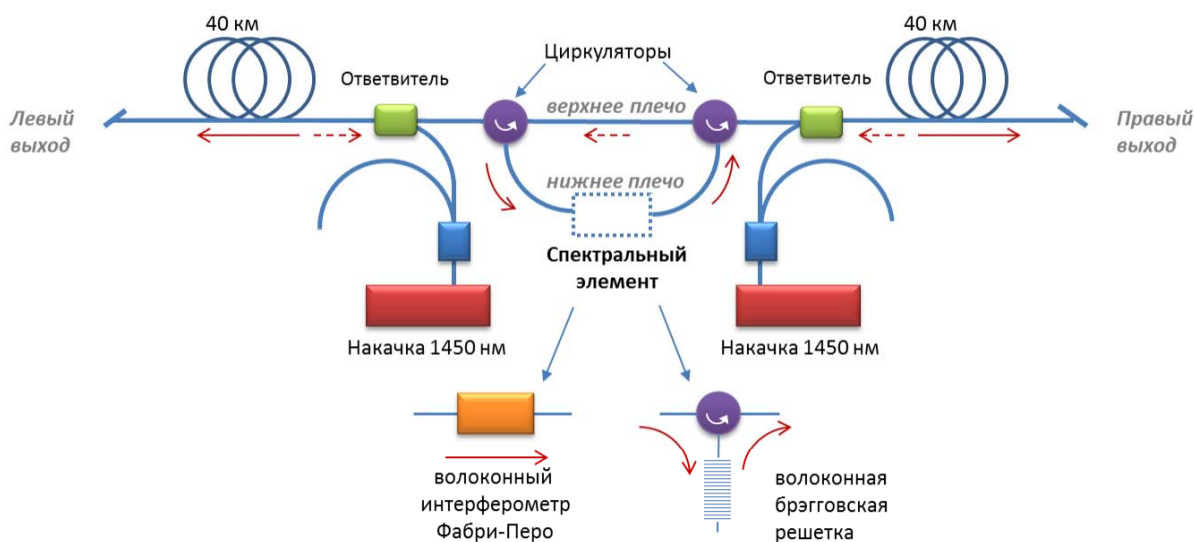


Рис. 5.1. Схема волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью с узкополосной генерацией.

Приведем результаты исследований с лазером, основанным на узкополосной волоконной брэгговской решетке. Над порогом генерации выходная мощность растет практически линейно с ростом входной мощности накачки, Рис. 5.2. Спектр генерации имеет вид одиночного узкого пика. До уровня мощностей накачки в 1.2 Вт, ширина спектра генерации остаётся почти постоянной и составляет величину лишь 0.05 нм, что соответствует ширине спектральной функции волоконной брэгговской решетки, Рис. 5.3. Отметим, что достигнутая ширина на порядок величины меньше спектральной ширины в случайном волоконном ВКР-лазере, если какие-либо дополнительные спектральные элементы не используются. Действительно, измеренная ширина спектра генерации в той же схеме лазера, что приведена на Рис. 5.1, но без и использования спектральных элементов, составляет величину около 1.5 нм. При этом спектры генерации с левого и правого конца лазера практически идентичны. При мощности накачки выше 1.2 Вт спектр генерации начинает

уширяться и становится шире спектральной функции использованного фильтра. Более того, генерационные свойства становятся несимметричными, то есть различными для волн генерации, бегущих в различных направлениях: спектральное уширение более проявлено для волны, выходящей из лазера с левой стороны, для которой спектральная ширина достигает величины ~ 0.3 нм. Ширина спектра волны генерации, выходящей с правого конца лазера, всегда составляет величину меньше, чем 0.1 нм. Отметим, что в случае лазера, работающего лишь на случайной распределённой обратной связи, генерационные характеристики всегда симметричны. Мы дополнительно проверили, что наблюдаемая асимметричность генерационных свойств связана исключительно с положением спектрального фильтра. При его перемещении в другое плечо лазера, в котором распространяется другая генерационная волна, свойства генерации между различными волнами меняются местами.

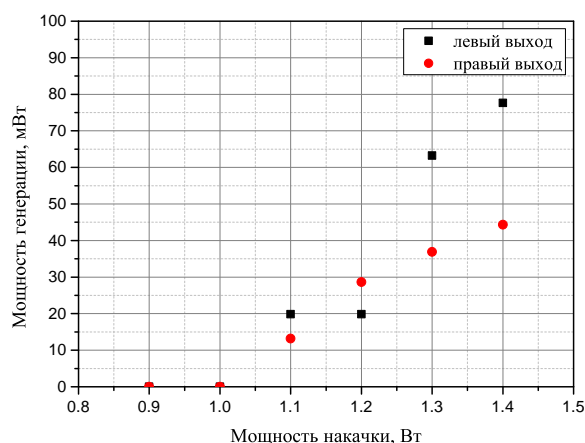


Рис. 5.2. Выходная мощность генерации узкополосного волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью на основе волоконной брэгговской решетки.

Узкополосная генерация также достижима при использовании волоконного интерферометра Фабри-Перо вместо волоконной брэгговской решетки, Рис. 5.4. В этом случае лазер генерирует на нескольких длинах волн одновременно, разделенных областью свободной дисперсии интерферометра. Ширина каждой линии составляет величину менее 0.02 нм (аппаратная функция использовавшегося анализатора оптического спектра). С ростом мощности накачки, спектр генерации становится шире

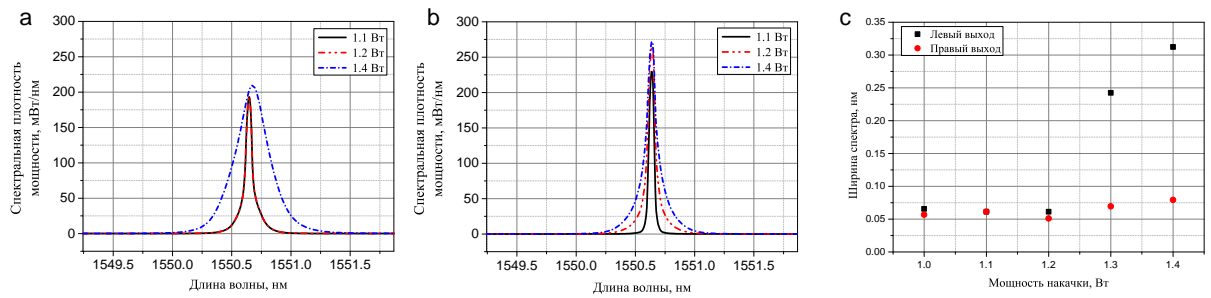


Рис. 5.3. Генерационные свойства узкополосного волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью на основе волоконной брэгговской решетки: (a,b) Спектры генерации при различных уровнях мощности накачки, измеренные с левого (a) и правого (b) выходов лазера. (c) полная ширина и ширина на полувысоте спектра генерации в зависимости от мощности накачки.

чем спектральная функция пропускания интерферометра, и появляется асимметрия в генерационных спектральных свойствах в генерируемых в противоположных направлениях волнах.

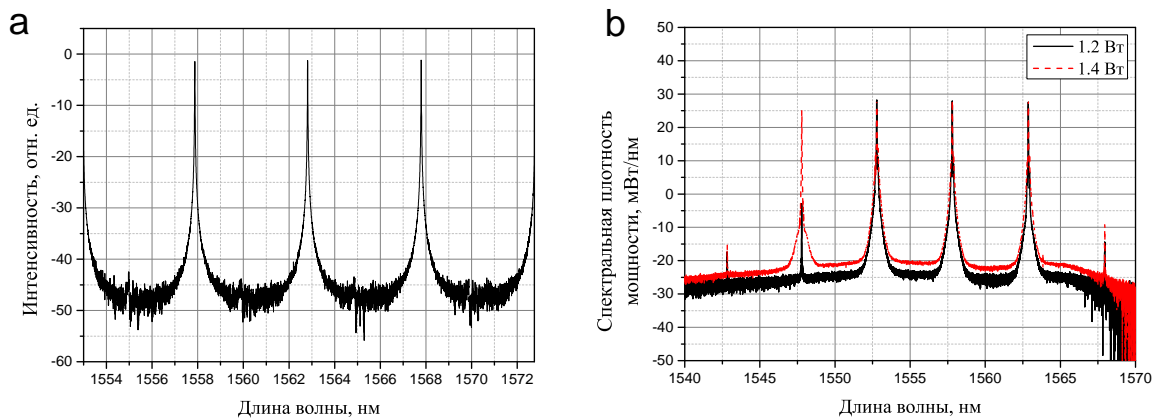


Рис. 5.4. Генерационные свойства узкополосного волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью на основе волоконного интерферометра Фабри-Перо: (a) спектральная функция пропускания интерферометра (b) спектр генерации.

Мы обнаружили, что спектр генерации в указанных конфигурациях зависит от положения вдоль длинного волокна, составляющего случайный лазер, Рис. 5.5. Используемые спектральные элементы проводят эффективную фильтрацию спектра волны генерации, распространяющейся слева направо. Однако начинают роль различные нелинейные эффекты. Так, в спектре волны генерации, распространяющейся справа налево наблюдается спектральная компонента, остроянная на 0.08 нм относительно основной линии генерации, что может свидетельствовать о

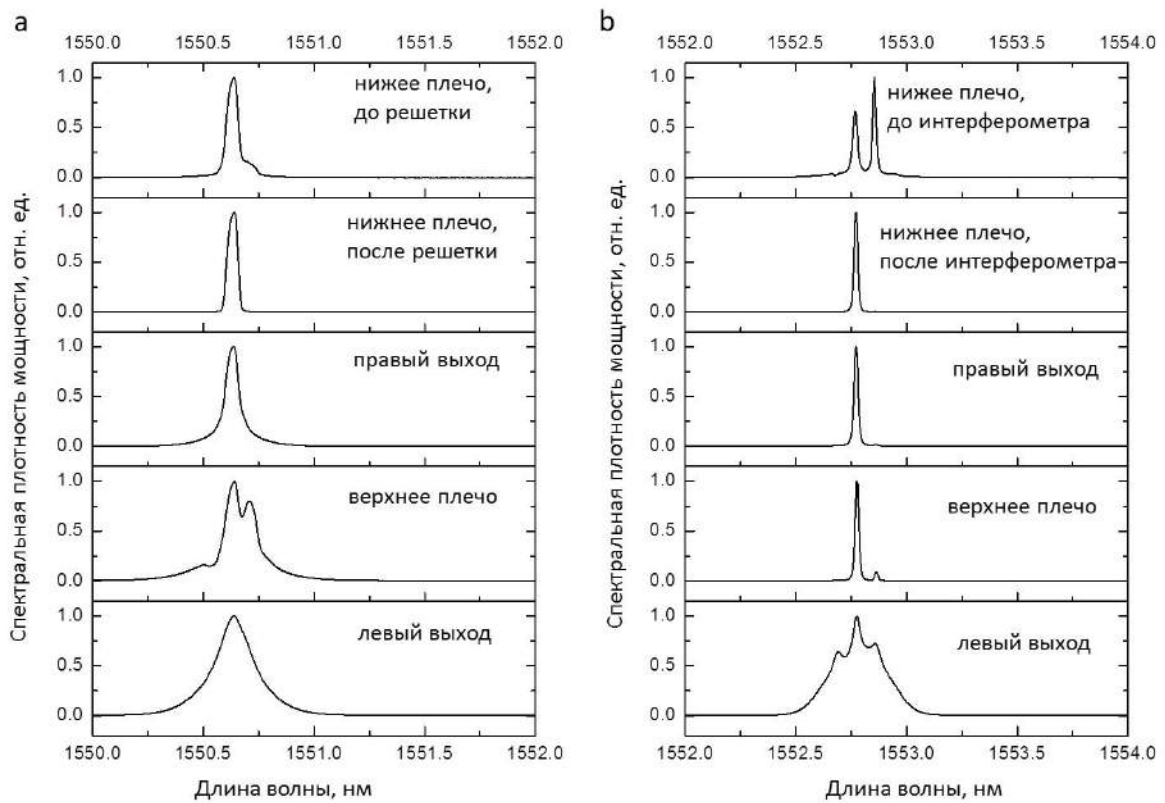


Рис. 5.5. Спектр генерации, измеренный в различных точках вдоль волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью (а) на основе волоконной брэгговской решетки (b) на основе интерферометра Фабри-Перо.

процессах вынужденного рассеяния Манделъштама-Бриллюэна. Напомним, что высоко над порогом в случае отсутствия дополнительных спектральных компонент данные процессы оказываются подавлены. В рассматриваемом же случае, ввиду достаточно узкого спектра генерации процессы вынужденного рассеяния Манделъштама-Бриллюэна оказываются возможны. Спектральное уширение внутри каждой линии может быть обусловлено процессами четырех-волнового смещения различных случайных продольных мод между собой аналогично тому, что наблюдается в стандартном волоконном ВКР-лазере с резонатором фиксированной длины, образованным точечными зеркалами, см. Главу 2.

Отметим, что на основе указанной конфигурации возможно получение одновременно перестраиваемой, узкополосной и многоволновой генерации, так как интерферометр Фабри-Перо может быть легко перестраиваем по длине волны, в том числе на частотах до 1 кГц, то есть может быть реализован случайный лазер со сканированием частоты.

Таким образом, в данном параграфе продемонстрирован принцип генерации заданных спектральных свойств в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью с помощью использования различных спектральных элементов, помещенных в том месте вдоль длинного резонатора лазера, в котором мощность генерации составляет минимальную величину, что позволяет управлять спектральными свойствами мощной выходной волны генерации.

5.2. Режим многоволновой генерации

Следующей возможностью, которую мы исследуем в данной диссертационной работе, является создание на основе волоконных ВКР-лазеров со случайной распределенной обратной связью источников многоволнового излучения. В целом, широко известные различные типы многоволновых волоконных лазеров на основе вынужденного комбинационного рассеяния в стандартных конфигурациях резонаторов. Источники такого типа достаточно привлекательны, так как за счет свойств ВКР имеют широкий и достаточно плоский контур усиления, который может быть реализован в широком диапазоне длин волн (в зависимости от длины волны накачки), см. параграф 1.1. К настоящему моменту создано достаточно большое количество различных многоволновых ВКР-лазеров, в основном на основе кольцевых резонаторов [384, 306, 314] в том числе с использованием интерферометров Саньяка [37]. В частности, достигнута генерация на 58 длинах волн одновременно с расстояниями между линиями генерации, эквивалентное 100 либо 50 ГГц, для телекоммуникационных применений [384], в том числе с генерацией в различных спектральных диапазонах [37]. Для получения многоволновой генерации в ВКР-лазерах с линейными резонаторами широко используются различные типы волоконных брэгговских решеток, отражающих на различных длинах волн, в том числе многомодовые решетки [241], решетки со сдвигом фаз [42], сэмплированные решетки [385]. Число генерируемых линий, однако, в таких системах достаточно мало, так как необходимо организовать с помощью отдельных спектральных элементов селективное отражение на заданных длинах волн, и количество данных элементов

достаточно ограничено.

Отметим, что все продемонстрированные волоконные ВКР-лазеры [384, 306, 314, 37, 241, 42, 385] были основаны на достаточно длинных отрезках оптических волокон длиной 4–50 км. Это означает, что рэлеевское рассеяние и случайная распределенная обратная связь могла играть некоторую роль в подобного рода системах. Кроме того отметим, что случайная распределенная обратная связь напрямую использовалась для улучшения генерационных свойств волоконных многоволновых лазеров, работающих на принципе вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, см., например, работы [386, 387]. Следуя нашей концепции случайной распределенной обратной связи в волоконных ВКР-лазерах, описанной в Главе 4, в последующем различными авторами были предложены различные многоволновые источники на ее основе. Так, была достигнута генерации на 5 далеко остоящих (5 – 10 нм) линиям в схеме с 5 различными волоконными брэгговскими решетками [388]. Стабильная многоволновая генерация с расстоянием между компонентами ~ 1 нм достигнута в схеме случайного волоконного лазера с волоконным широкополосным зеркалом на основе фотонно-кристаллического волокна [389]. В работе [390] используется схема, в которой лазер длиной 200 км генерирует на двух различных длинах волн за счет использования двух различных брэгговских решеток, одна из которых расположена на одном конце волокна, а другая — на другом конце волокна. Развивая в дальнейшем данную идею мы описываем в данном параграфе свойство многоволнового волоконного ВКР-лазера, генерирующего более 20 различных линий с расстоянием между линиями, равным 0.8 (что близко к расстоянию в частотном диапазоне в 100 ГГц, соответствующего телекоммуникационному стандарту).

Схема лазера показана на Рис. 5.6. В качестве источника накачки использовался волоконный ВКР-лазер, излучающий на длине волны 1455 нм, излучение которого заводилось в волокно через селективный волоконный ответвитель, разделяющий волну накачки и волну генерации около 1550 нм. Использовалась схема с однонаправленной накачкой случайного лазера. Резонатор лазера был образован случайной распределенной обратной связью и набором из 22 волоконных брэгговских реше-

ток, имеющих сдвинутые друг относительно друга спектральные профили отражения и расположенных на одном из концов волокна. Ширина спектрального профиля отражения каждой решетки составляла величину 0.3 нм (на полувысоте). Коэффициент отражения каждой решетки в максимуме составлял величину 94–97%. Расстояние между максимумами спектра отражения решеток составляло величину ~ 0.8 нм, что в области длин волн соответствует около 100 ГГц. Таким образом, весь набор решеток покрывал спектральный диапазон 1552–1570 нм. Мы обращали особое внимание, что в схеме не присутствовало паразитных точечных отражений, так как они могли бы существенным образом изменить генерационные свойства случайного волоконного лазера. Кроме того, все торцы оптических волокон были сколоты под углом для предотвращения 4-х процентного френелевского отражения, а также использовались дополнительные волоконные изоляторы. Ближе к правому выходному торцу лазера был вварен неселективный волоконный ответвитель с коэффициентом деления 1 : 99 для измерения мощностей и спектральных характеристик излучения.

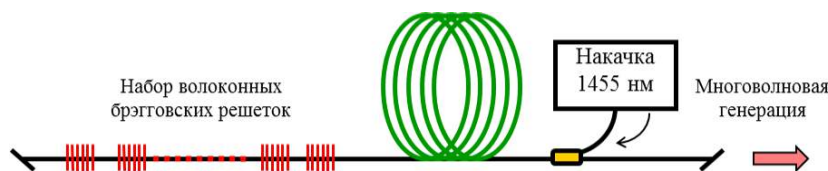


Рис. 5.6. Схема многоволнового волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью на основе набора волоконных брэгговских решеток.

Важным моментом является тот факт, что случайный волоконный лазер был образован двумя типами волокон. А именно, было использовано 11 км стандартного волокна типа SMF-28, которое дополнялось волокном типа TrueWave длиной 10.5, имеющее больший, чем в стандартном волокне коэффициент керровской нелинейности. При этом накачка заводилась через волокно с увеличенным коэффициентом нелинейности, что приводило, как показано в работе [391], к выравниванию профиля ВКР-усиления, имеющего, как нам известно из параграфа 1.1, двухпиковую структуру вблизи отстроек 440см^{-1} . Остаточная вариация коэффициента усиления в диапазоне 1552-1570 нм составляла величину 3 дБ, что существенно меньше изначальной вариации в 10 дБ, наблюдаемой без

использования волокна с увеличенной нелинейностью.

В описанном случайном волоконном лазере при достижении порога генерации, равного около 0.8 Вт, наблюдается многоволновая генерация. На Рис. 5.7 показано поведение выходной мощности генерации как функции входной мощности накачки. При мощности накачки 1.6 Вт эффективность генерации составляет величину порядка 40%. При этом наблюдается одновременная генерация на всех длинах волн, на которых обеспечивается селективное отражение массивом волоконных брэгговских решеток, Рис. 5.8. Уровень подавление спонтанного излучения достигает 25 дБ. Распределение мощности генерации между различными линиями в целом повторяет контур ВКР-усиления и имеет два максимума — около 1555 нм и около 1565 нм. При увеличении мощности не происходит сильного изменения спектра многоволновой генерации: лишь немного увеличивается контраст линий на длинноволновом краю спектра, достигая величины около 15 дБ (по отношению к уровню спонтанного излучения) против величины около 10 дБ при небольшой мощности накачки.

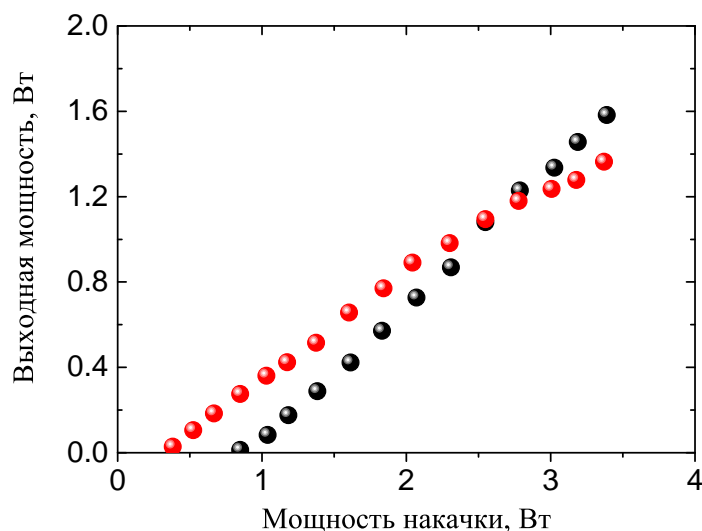


Рис. 5.7. Выходная мощность многоволнового волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью на основе набора волоконных брэгговских решеток при наличии лишь случайной распределенной обратной связи (квадраты) и при наличии френелевского отражения в 4% на одном из концов лазера (кружки).

Для определения влияния роли случайной распределенной обратной связи на генерационные свойства представленного многоволнового ла-

зера, мы провели аналогичный эксперимент с тем лишь отличием, что на конце волокна, не содержащем отражающих волоконных брэгговских решеток, было введено широкополосное отражение в размере 4% (френелевское отражение от плоского торца волокна, сколотого под прямым углом к оси вдоль волокна). Как следует из рассмотрения в Главе 4, порог генерации в таком лазере должен быть ниже, что и наблюдается в эксперименте, Рис. 5.7. Однако, против ожиданий, эффективность генерация в более высокодобротном резонаторе с использованием широкополосного френелевского отражения оказывается ниже, чем в случае генерации лишь на основе случайной распределенной обратной связи.

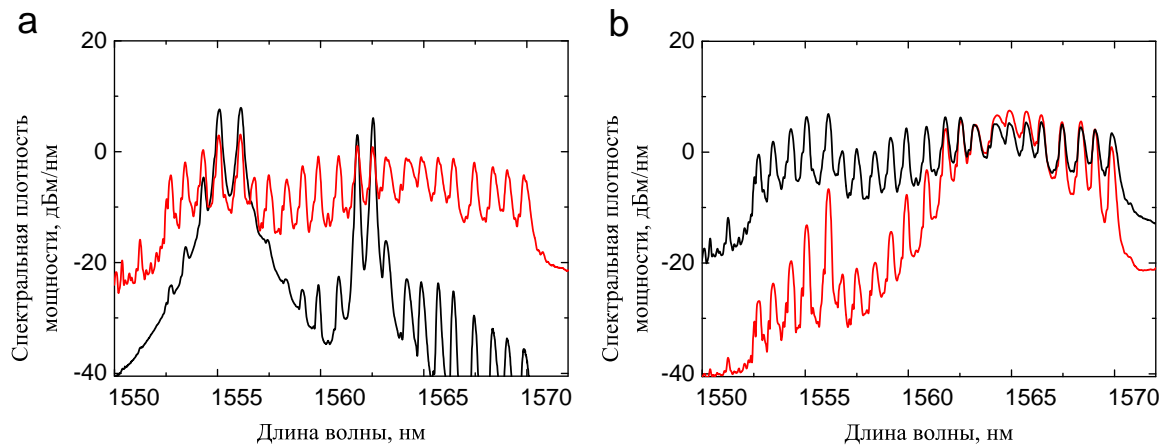


Рис. 5.8. Спектр излучения многоволнового случайного волоконного ВКР-лазера на основе набора волоконных брэгговских решеток при наличии лишь случайной распределенной обратной связи (черная кривая) и при наличии френелевского отражения в 4% на одном из концов лазера (красная кривая). Данные приведены для разных мощностей : (а) 0.28 Вт и (б) 1.35 Вт.

Спектр генерации в лазере с широкополосным отражением на основе френелевского отражения также оказывается отличным от спектра генерации лазера, работающего лишь на случайной распределенной обратной связи. А именно, в случае более высокой добротности резонатора, спектр многоволновой генерации сильно изменяется с изменением мощности накачки, Рис. 5.8. При низкой мощности, спектр состоит из двух отдельных групп линий, расположенных около положений максимумов контура ВКР-усиления. Генерация же в области локального минимума в спектральном контуре ВКР-усиления оказывается подавлена. Напротив, в случае лазер, работающего лишь на основе случайной распределенной

обратной связи, генерация хорошо проявлена и в области локального минимума. С увеличением мощности накачки, генерация сдвигается в более длинноволновую область за счет каскадного процесса ВКР между различными линиями, который возможен в многоволновых волоконных ВКР-лазерах, как это было указано раньше в работе [314]. Распределение мощности генерации между различными линиями становится достаточно неоднородным: интенсивности различных линий могут отличаться на величину до 30 дБ. То есть распределение является гораздо более неоднородным, чем в случае лазера, работающего лишь на основе случайной распределенной обратной связи, Рис. 5.8.

Рассмотрим механизм, ответственный за указанные проявления случайной распределенной обратной связи в спектральных и мощностных характеристиках многоволнового ВКР-лазера. Во-первых, экспериментально продемонстрированная лучшая однородность для лазера на основе только случайной распределенной обратной связи по сравнению с лазером с более добротным резонатором может быть объяснена отсутствием хорошо определенных продольных мод. Действительно, в стандартной конфигурации лазерного резонатора различные продольные моды (в том числе внутри различных линий при многоволновой генерации) распределены эквидистантно по частотной шкале и достаточно равномерное (с качественной точки зрения) распределение мощности генерации вдоль резонатора лазера, которое в целом должно быть одинаковым для различных продольных мод. Это приводит к конкуренции различных продольных мод за одну и ту же волну накачки. Механизма неоднородного нелинейного уширения спектра усиления за счет четырех-волнового смешения различных продольных мод между собой, описанного в Главе 2, оказывается недостаточно для генерации различных линий вдоль всего контура усиления, в частности в области локального минимума усиления. В то же время, излучение случайного волоконного лазера не имеет ярко выраженных продольных мод, которые в целом должны быть случайно распределены по частоте и пространству. Возможно лишь определение некоего среднего продольного распределения мощности генерации, описанного в Главе 4, однако распределения для различных случайных продольных мод могут отличаться. Мы предполагаем, что эти факторы

уменьшают конкуренцию между различными составляющими общего излучения, что приводит к более равномерному спектру генерации в случае случайного волоконного лазера.

Второй примечательный факт касается поведения полной выходной мощности генерации, Рис. 5.7. А именно, для волоконного ВКР-лазера обратная связь которого сформирована лишь рэлеевским рассеянием, мощность генерации оказывается даже выше при больших мощностях накачки, чем в лазере, имеющем более высокодобротный резонатор за счет широкополосного френелевского отражения. Причина данного факта может заключаться в различных продольных распределениях уже полной интенсивности в двух случаях. Действительно, как мы видели в Главе 4, в центре симметричной схемы с накачкой из середины, в центральной точке достигается минимальная мощность генерации, много меньше мощности в максимуме распределения. В случае противонаправленной накачки, реализованной в данном параграфе, ситуация с продольным распределением мощности аналогична, см. нашу работу [372] — минимум достигается в центральной точке симметричной системы, что эквивалентно точке, в которой расположены высокоотражающие элементы, когда используется уменьшенная вдвое длина волокна и лишь одна накачка, см. Параграф 4.3. В случае резонатора большей добротности, продольное распределение мощности является более равномерным. Таким образом, в точке нахождения волоконных брэгговских решеток в случае чистой случайной распределенной обратной связи интенсивность волны генерации оказывает меньше, чем в случае лазера с френелевским отражением. Меньшая интенсивность генерации означает меньшие нелинейные потери на потерю мощности на волоконных зеркалах. Мы напрямую измерили выходную мощность со стороны брэгговских решеток и обнаружили, что в случае наличия френелевского отражения, выходная мощность действительно больше, чем в случае чистой случайной обратной связи. Разница мощностей есть дополнительные нелинейные потери. Более того, она соответствует тому превышению выходной мощности генерации в случае чистой случайной обратной связи, что наблюдается на правом выходном конце лазера. В заключение отметим, что так как случайная распределенная обратная связь должна проявляться в реали-

зованных ранее достаточно длинных многоволновых ВКР-лазерах с традиционными резонаторами [384, 306, 314, 37, 241, 42, 385], описанный эффект должен проявляться и в указанных экспериментах. Качественно похожее выравнивание мощностей в различных линиях при многоволновой генерации наблюдалось ранее при больших мощностях накачки и в лазерах, работающих на эффекте вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, если система изменялась таким образом (вводилось дополнительное волокно), что начинала проявляться обратная связь за счет рэлеевского рассеяния [387].

Предложенный выше многоволновой ВКР-лазер со случайной распределенной обратной связью предполагает генерацию большого количества различных длин волн одновременно, однако для генерации на каждой заданной длине волны необходимо использовать отдельный спектральный элемент, обеспечивающий селективное отражение на заданной длине волны. Далее мы рассмотрим альтернативный способ получения многоволновой генерации, отличающийся тем, что для получения комбинации линий используется лишь один спектральный элемент, помещенный в точку минимума продольного распределения мощности генерации. В качестве такого элемента используется полностью волоконный фильтр Лию.

Волоконный фильтр Лию представляет собой тип поляризационного фильтра, состоящий из двух волоконных поляризаторов, основанных на внутриволоконной брэгговской решетки с углом наклона штрихов в 45 градусов, которая записана в волокне, сохраняющем поляризацию [392, 393]. Между двумя решетками помещается отрезок сохраняющего поляризацию волокна, и таким образом формируется линейный резонатор, функция пропускания которого поляризационно чувствительна, Рис. 5.9. Нас в первую очередь интересуют спектральные свойства данного фильтра, тогда как его поляризационные свойства в нашем случае не представляют особой важности, ввиду того, что фильтр используется в длинном волоконном случайном лазере, основанном не на волокне, не сохраняющем поляризацию. Остаточные поляризационные эффекты не являются целью данного исследования. Мы использовали фильтр, основанный на волокне длиной 20 метров с двулучепреломлением около

$3.5 \cdot 10^{-4}$, что соответствует области свободной дисперсии в 0.4 нм и ширине пика пропускания в 0.2 нм. Область свободной дисперсии фильтра и ширина пиков пропускания может изменяться путем изменения длины использованного волокна. Входные оптические потери фильтра Лио составляли величину 3 дБ.

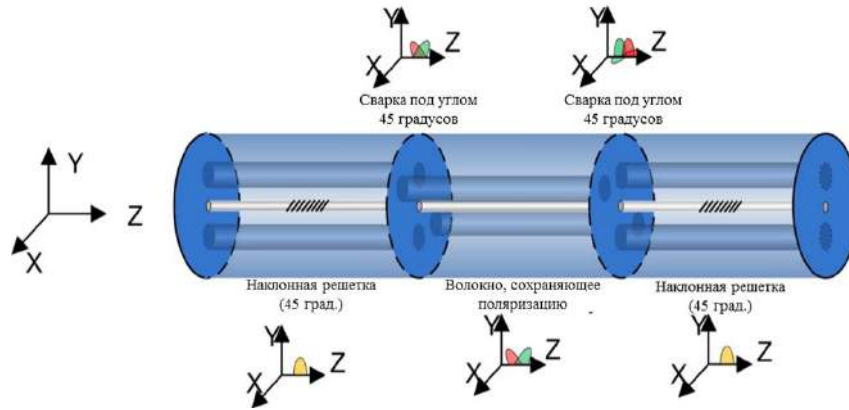


Рис. 5.9. Схема полностью волоконного фильтра Лио.

Волоконный фильтр Лио помещался в центральную точку симметричной схемы волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью, в которой, как известно из параграфа 4.5, мощность генерации минимальна. Таким образом мы реализовывали принципе управления свойствами мощной волны генерации посредством управления ее спектральными свойствами в точке, где мощность генерации незначительна. Схема лазера показана на Рис. 5.10. Лазер был образован двумя отрезкам по 40 км стандартного волокна типа SMF 28. Накачка осуществлялась стандартным образом в двух противоположных направлениях из центральной точки на длине волны 1450 нм двумя волоконными ВКР-лазерами.

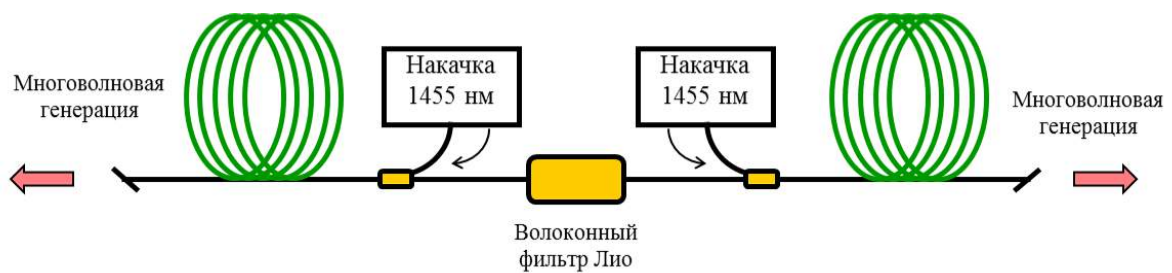


Рис. 5.10. Схема многоволнового волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью, реализуемой с помощью фильтра Лио.

Мощность лазера достигает значений 150 мВт при мощности накачки 1.5 Вт, что соответствует мощности генерации лазера без применения фильтра Лио, см. параграф 4.2. Отметим, что стабильная генерация достигалась лишь при мощности накачки более 1.3 Вт. Осуществляется многоволновая генерация во всем диапазоне частот, на которых есть ВКР-усиление, Рис. 5.11а. Положение каждой линии генерации совпадает с положением соответствующего пика пропускания фильтра Лио, Рис. 5.11б. Аналогично схеме многоволнового лазера на наборе волоконных брэгговских решетках, описанной в предыдущем параграфе, генерация осуществляется в областях, где имеются локальные максимумы ВКР-усиления, то есть около 1555 нм и 1565 нм..

Мощность в каждой отдельной линии генерации, а также и само количество различных линий генерации зависит от мощности накачки, Рис. 5.11а. Мощность в каждой отдельной линии составляет величину около 10 мВт, Рис. 5.12а. Типичная ширина каждой линии составляет величину в диапазоне 0.08–0.14 нм, что сопоставимо с шириной линии генерации случайного волоконного лазера с узким спектром, описанного в параграфе 5.1, и делает возможным прямое исследование временных и статистических свойств излучения отдельных линий, а также кросс-корреляционных свойств временных динамик в различных линиях в режиме реального времени с помощью быстродействующих осциллографов в полосе, соответствующей полной оптической полосе каждой линии. Данное исследование, однако, лежит за пределами данной диссертационной работы. Отметим, что линии, генерируемые ближе к центру контура усиления, оказываются шире линий, расположенных на краю, Рис. 5.12б, что, очевидно, ассоциируется с различной мощностью в линиях в центре и на краю — мощность в центральных линиях больше, значит для них более проявлены нелинейные процессы спектрального уширения, Рис. 5.12а. Интересным является тот факт, что ширина каждой линии меньше, чем ширина соответствующего пика пропускания фильтра Лио, которая, напомним, составляет в нашем случае величину в 0.2 нм. При увеличении мощности накачки, начинается генерация второй стоксовой компоненты, при этом генерация также является многоволновой на длине волны второй стоксовой компоненты, Рис. 5.13, нижний ряд.

Спектральная ширина каждой линии во второй стоксовой компоненте, однако, больше спектральной ширины линии в первой стоксовой компоненте и составляет величину около 0.2 нм.

Еще одной особенностью является достаточно равномерное распределение мощности между различными линиями: в пределах вариации в 0.5 дБ лежат линии, генерируемые в полосе более 4 нм, Рис. 5.11b. Чем больше мощность накачки, тем более равномерным становится распределение мощности генерации между различными линиями, то есть нелинейные процессы взаимодействия различных линий между собой (посредством четырех-волнового смешения ли, посредством сниженной конкуренции за одну и ту же волну накачку за счет различия в продольных распределениях мощности генерации вдоль волокна в различных линиях ли) становятся более интенсивными с ростом мощности. Отметим, что как и в предыдущем параграфе, можно ожидать увеличение равномерности распределения мощности между различными линиями в генерации при использовании спектрально уширенной накачки за счет использования различных типов волокон в качестве основы случайного волоконного лазера.

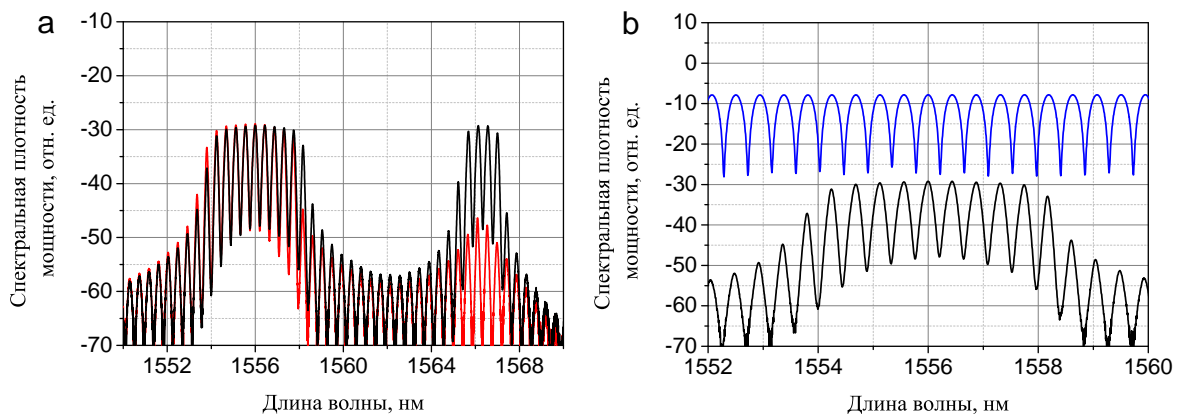


Рис. 5.11. Спектр генерации многоволнового случайного волоконного ВКР-лазера на основе фильтра Лио. (а) Спектр генерации при двух различных мощностях накачки: 1.3 Вт (красная кривая) и 1.5 Вт (черная кривая). (б) Спектр первой стоксовой компоненты при мощности накачки 1.5 Вт, показанный вместе со спектральной функцией пропускания волоконного фильтра Лио.

Отметим, что распределение мощности генерации между различными линиями является более равномерным, чем исходный профиль ВКР-

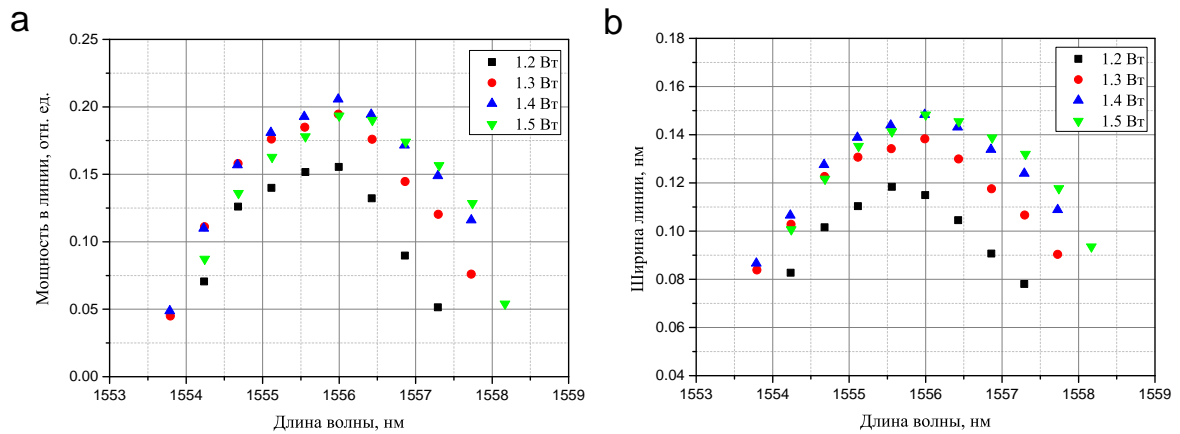


Рис. 5.12. (а) Мощность генерации многоволнового случайного волоконного ВКР-лазера на основе фильтра Лио в различных спектральных компонентах и (б) ширина данных спектральных компонент при различных уровнях мощности накачки.

усиления и, что более важно, распределение мощности в волоконном волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью без каких-либо спектральных селектирующих элементов внутри лазера. Мы продемонстрировали это в прямом эксперименте. Для этого были измерены спектры генерации многоволнового лазера с фильтром Лио и спектры генерации в той же самой конфигурации лазера при тех же мощностях накачки, но без всяких селектирующих элементов. Для примера приведены спектры при мощности накачки 3.5 Вт, Рис. 5.13, верхний и средний ряды. В случае стандартного случайного волоконного лазера, ширина спектра генерации на уровне 0.5 дБ составляет величину лишь 0.8 нм, что много меньше полосы в 4 нм, достигаемой при том же уровне отсечки по вариации мощности в многоволновом лазере.

Можно было бы предположить, что фильтр Лио мог бы играть лишь роль пассивного фильтра, который налагает свою функцию пропускания на спектр генерации случайного лазера, однако это не так: идет одномоментная генерация на многих взаимодействующих компонентах. Чтобы указать на это, мы провели третий эксперимент, в котором фильтр Лио использовался лишь как пассивный спектральный элемент для фильтрации генерируемого лазерного излучения. Для этого фильтр Лио помещался на выходе из лазера через дополнительный волоконный изолятор, чтобы исключить возможные паразитные эффекты обратного отражения. В этом случае выходное излучение такого лазера повторяет

спектральную форму функции пропускания фильтра Лио, а ширина генерируемых отдельных компонент совпадает с шириной отдельных пиков пропускания фильтра (0.2 нм), Рис. 5.13.

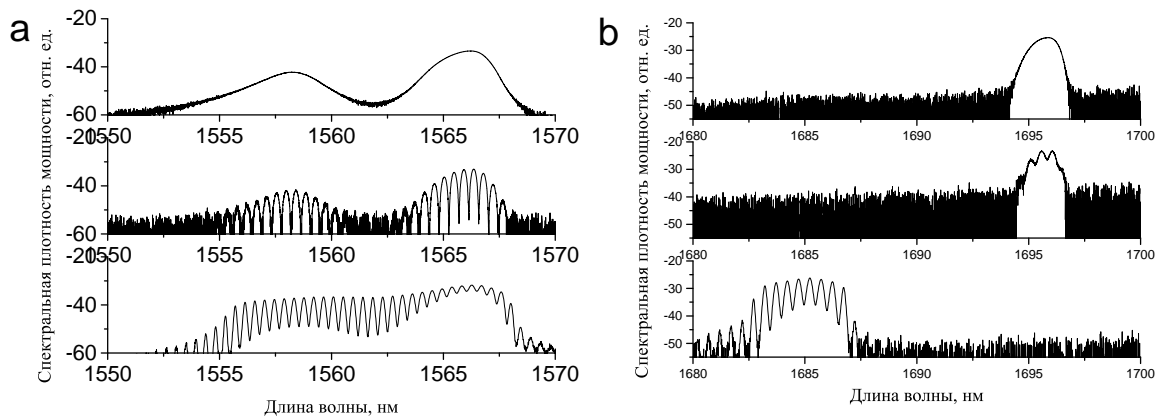


Рис. 5.13. Спектр генерации случайного волоконного ВКР-лазера различных конфигураций: верхний ряд — без использования каких-либо дополнительных спектральных фильтров, средний ряд — с волоконным фильтром Лио, помещенным в центральную точку лазера, — с волоконным фильтром Лио, помещенным на выходе из лазера. Спектры показаны (а) для первой и (б) второй сткосовых компонент.

Отметим, что как мы обсуждали в параграфах 1.3 и 2.3, многоволновая генерация в волоконных ВКР-лазерах возможна по причине нелинейного неоднородного по частоте усиления, индуцированного многочисленными процессами четырех-волнового смещения различных продольных мод между собой. Так как полная мощность в четырех-волновых процессах сохраняется, это приводит к перераспределению мощности генерации между различными спектральными компонентами от более интенсивных к менее интенсивным спектральным компонентам. Это полностью согласуется с описанием в рамках развитого волнового кинетического формализма для описания спектральных свойств волоконных ВКР-лазеров с линейным резонатором. В волоконных ВКР-лазерах со случайной распределенной обратной связью, как мы видели выше, в целом распределение мощностей генерации также является более равномерным по сравнению с контуром усиления. Это, с одной стороны, означает, что различные спектральные компоненты при многоволновой генерации в случайном волоконном лазере действительно взаимодействуют и частично скоррелированы. С другой стороны это может косвенно свидетельство-

вать о том, что формализм, подобный изложенному в параграфе 2.3, а именно описание спектра генерации волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью посредством некоего кинетического уравнения, адекватно учитывающего статистическим образом процессы четырехволнового смешения в излучении, состоящем из большого количества случайных по спектру мод, позволил бы адекватно описать спектр генерации таких лазеров. Данному вопросу будет посвящен следующий параграф.

Таким образом, в параграфах 5.1 и 5.2 мы экспериментально получили новые режимы мощной генерации в волоконном ВКР-лазере с случайной распределенной обратной связью, узкополосный и многоволновой, с помощью маломощных спектральных элементов, помещённых в точку минимума продольного распределения мощности.

5.3. Спектр излучения волоконного ВКР-лазера со случайной распределённой обратной связью

Выше мы изучили основные мощностные характеристики волоконных ВКР-лазеров со случайной распределенной обратной связью, а также предложили и реализовали способы по реализации режимов генерации со специальными спектральными характеристиками (узкополосный и многоволновой режимы). Однако сам вопрос формирования спектра генерации в базисной конфигурации волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью без применения специальных фильтрующих элементов остается не изученным. В данном параграфе мы приведем результаты наших исследований по определению формы спектра генерации и закону изменения его ширины с ростом мощности генерации. Опишем сначала концепцию, которая позволяет теоретически предсказать форму спектра, а затем перейдем к вопросу экспериментального изучения формы спектра.

В целом, наличие случайной обратной связи существенно усложняет

теоретическое описание спектральных характеристик случайных лазеров. Действительно, большая часть существующих теорий формирования спектра лазера основана на динамическом подходе, [394, 395], хотя сами теории могут иметь и существенно разный вид в зависимости от типа усиления и типа лазерного резонатора. В динамическом подходе спектр генерации лазера представим как совокупность различных мод резонатора, динамика генерации которых и описывается. В случайных лазерах, в которых отсутствует резонатор как таковой, динамические подходы сталкиваются с очевидными трудностями. Для их преодоления в различных работах рассматривается генерация так называемых локализованных и протяженных мод и эффекты сильного взаимодействия между ними [396, 397, 398], что позволяет описать спектр генерации случайных лазеров динамическим образом.

Естественным подходом для описания случайных лазеров является статистический подход на основе методов слабой волновой турбулентности, аналогичный тому, который описан в параграфе 2.3. Однако применение данного подхода связано с принципиальными трудностями. Действительно, в случайном волоконном лазере в частности и в лазерах в общем, эволюция спектра идет на двух существенно различных масштабах — имеется сильная эволюция спектра внутри каждого обхода резонатора и инкрементальная кинетическая эволюция от прохода к проходу. В параграфе 2.3 кинетический подход оказалось возможным применить ввиду очень специальных генерационных свойств волоконного ВКР-лазера с плотным резонатором, а именно постоянства мощности генерации (и в первом приближении спектра) вдоль резонатора лазера. В предположении неизменности спектра внутри каждого обхода резонатора оказалось возможным применить стандартный кинетический подход и выписать волновое кинетическое уравнение, описывающее спектр генерации.

В классической волновой кинетике, начальный волновой спектр $I(\Omega)$ эволюционирует последовательным образом за счет многочисленных слабых нелинейных взаимодействий различных волн между собой в некое статистически стационарное состояние, Рис. 5.14а. Эволюция совершается однородным образом по медленному эволюционному времени

и описывается волновым кинетическим уравнением [59]. Асимптотически стационарное состояние является стационарным как глобально, так и локально, то есть статистически спектр сохраняет свою форму при любой сдвигке по эволюционному времени. Это достигается при условии независимости накачки и потерь от эволюционного времени.

Здесь мы предлагаем концепцию систем другого рода, так называемых циклических кинетических систем с неоднородной накачкой. В циклических кинетических системах накачка энергии и/или потери осуществляются периодическим образом по эволюционному времени, что обуславливает наличие двухмасштабной динамики волнового спектра. Таким образом, волновой спектр не является локально стационарным, так как он претерпевает сильные изменения внутри каждого цикла (то есть имеются сильные изменения волнового спектра при произвольной сдвигке по эволюционному времени). В то же время, волновой спектр изменяется инкрементальным образом от одного цикла к другому подобно тому, как это происходит в классической волновой кинетике. При условии равенства притока энергии по циклу оттоку энергии, может достигаться глобальный статистический стационар, то есть равновесный волновой спектр, хотя сильные изменения спектра внутри каждого цикла при этом и будут сохраняться. В целом, в циклических кинетических системах с неоднородной накачкой осуществляется неоднородная спиралеподобная эволюция системы, Рис. 5.14b. Амплитуды волн могут существенно увеличиваться или уменьшаться внутри каждого цикла в зависимости от того, накачка или потери преобладают в данный момент. Этот факт обуславливает неприменимость классических кинетических подходов, так как сильная квази-периодическая динамика волнового спектра должна быть учтена.

Лазеры являются хорошим примером циклических систем с двухмасштабной эволюцией спектра. Действительно, в лазерах свет заперт в резонаторе, совершая его последовательные обходы, циклы. В общем случае резонатор накачивается неоднородным образом вдоль своей длины, также имеются неоднородные по длине потери (например, на выходном зеркале). Таким образом существуют сильные изменения спектра излучения внутри каждого обхода резонатора. В то же время, после начала

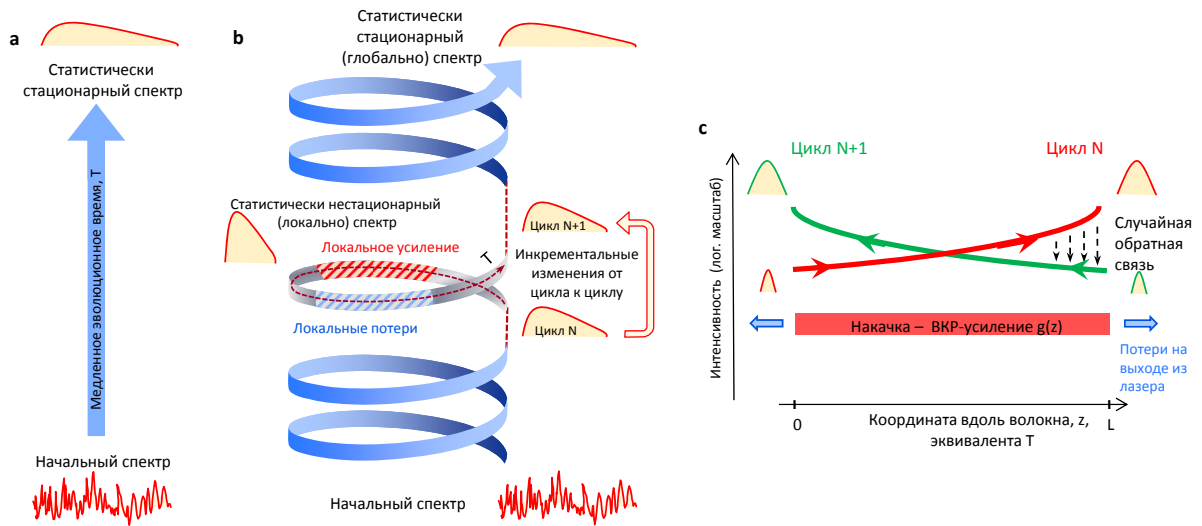


Рис. 5.14. Волновая кинетика циклических систем с неоднородной накачкой. (а) В традиционной волновой кинетике начальный волновой спектр эволюционирует однородным образом к статистическому стационару при условии однородного по эволюционному времени притока/оттока энергии. Эволюция описывается волновым кинетическим уравнением. (б) Циклические кинетические системы с накачкой. Накачка/потери осуществляются периодическим образом, так что волновой спектр испытывает циклическую динамику с двухмасштабной эволюцией по времени. Неоднородность накачки/потерь внутри каждого цикла приводят к наличию сильных изменений волнового спектра при эволюции внутри каждого цикла, так что волновой спектр не является больше локально статистически стационарным. Эволюция волнового спектра внутри спектра описывается так называемым локальным кинетическим уравнением с неоднородной накачкой, уравнение (5.5). При этом, если полный приток энергии равен полному ее оттоку, то волновой спектр инкрементально эволюционирует от цикла к циклу к некоему глобальному статистическому стационару. (с) Волоконный ВКР-лазер со случайной распределенной обратной связью как пример циклической кинетической системы. Каждый проход волокна является отдельным кинетическим циклом.

подачи накачки в систему, спектр излучения медленно эволюционирует от прохода к прохода, приближаясь к некоему стационарному состоянию. В лазере, условие существования данного глобального стационарного состояния определяется условием генерации, а именно равенством полного усиления за проход полным потерям. Если спектр излучения лазера состоит из большого количества различных спектральных ком-

понент (мод), нелинейно взаимодействующих по каким-либо причинам, тогда такую систему можно описывать в рамках подхода циклической волновой кинетики.

Рассмотрим волоконный ВКР-лазер со случайной распределенной обратной связью в симметричной конфигурации с обратной накачкой, см. Рис. 4.8с. Он напрямую соответствует концепции циклических систем с неоднородной накачкой, Рис. 5.14с. Действительно, в нем имеется две идентичные противонаправленные волны генерации. Распространение каждой волны от одного конца волокна до другого конца волокна мы рассматриваем как один кинетический цикл. При распространении, спектр генерации (волновой спектр) испытывает сильные изменения. Действительно, вдоль всей системы имеется распределенное усиление, поэтому амплитуды волн генерации многократно возрастают начиная с малых значений в начале каждого цикла, при $z = 0$, ввиду того, что практически все излучение выходит из лазера так как случайная обратная связь очень мала, до существенных значений в конце каждого цикла. Случайная распределенная обратная связь связывает волны генерации на различных циклах.

Далее мы коротко укажем основные шаги по выводу локального кинетического уравнения в циклических кинетических системах с неоднородной накачкой (теория была построена С.С. Вергелесом, И.А. Колоколовым, В.В. Лебедевым, Е.В. Подивиловым, И.С. Тереховым). Предполагается наличие квадратичного закона дисперсии и кубическая нелинейность, которая считается малой. В системе имеется периодическая (от цикла к циклу) накачка и потери 5.14. Стартовой точкой построения кинетической теории является динамическое уравнение на эволюцию огибающей комплексного поля E , которое является нелинейным уравнением Шредингера [236]:

$$i(\partial_z - \hat{g})E = \beta\partial_t^2 E + \frac{\gamma}{2}E|E|^2, \quad (5.1)$$

здесь t есть время, γ — коэффициент керровской нелинейности, β — дисперсионный коэффициент. Эволюция совершается по эволюционной переменной $0 < z < L$, где L есть длина лазера. Предполагается, что мощность достаточно высока над порогом генерации так, что в уравнении

можно пренебречь шумовыми слагаемыми. Опять отметим, что дисперсионный коэффициент β , определенный в данном параграфе, отличается от общепринятого дисперсионного коэффициента β_2 , введенного в параграфе 2.2, а именно коэффициент β в два раза меньше стандартно определенного, т.е. $\beta = \beta_2/2$. Также в данном параграфе используется нестандартное определение коэффициента керровской нелинейности γ , который, напротив, в два раза больше стандартно определенного коэффициента. Обозначения дисперсионного и нелинейного коэффициентов в данном параграфе совпадают с теми, что были использованы при теоретическом описании спектра генерации волоконного ВКР-лазера с регулярным резонатором, основанным точечными резонаторами, см. параграф 2.3. Линейный оператор \hat{g} определен в частотном пространстве и описывает ВКР-усиление и линейные потери в волокне $g = (g_R P(z) - \alpha)/2$, где g_R есть коэффициент ВКР-усиления, $P(z)$ — мощность волны накачки. Распределение усиления вдоль волокна определяется продольным распределением мощности вдоль волокна. Для простоты примем, что мощность накачки постоянна вдоль всего волокна, образующего случайный волоконный лазер. ВКР-усиление является спектрально-зависимым, генерация осуществляется на частоте, на которой ВКР-усиление имеет локальный максимум со значением g_R . Частотная зависимость ВКР-усиления может быть аппроксимирована параболой:

$$g(\Omega) = (g_R P(z) - \alpha - aP(z)\Omega^2)/2, \quad (5.2)$$

Для описания формирования и уширения спектра генерации случайного волоконного лазера за счет нелинейного взаимодействия большого числа различных спектральных компонент используется стандартный кинетический подход состоящий в том, что проводится описание средних величин. В кинетическом рассмотрении в качестве основного объекта вводится парная корреляционная функция:

$$\langle E(z, t_1 + t) E^*(z, t_1) \rangle = \int \frac{d\Omega}{2\pi} \exp(-i\Omega t) I(\Omega, z), \quad (5.3)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по эволюционной длине много больше, чем дисперсионная длина $L_d = 1/(\beta V^2)$, где V есть типичная ширина спектра генерации. Предполагается, что дисперсионная длина

много меньше, чем длина системы, т.е. $(\beta V^2)^{-1} \ll L$. Отметим, что форма спектра генерации $I(\Omega)$ определяется как Фурье-преобразование от корреляционной функции.

Наше рассмотрение направлено на описание стационарного спектра генерации, достигаемого за большое количество циклов эволюции системы. Формально, существование такого стационарного спектра эквивалентно следующим граничным условиям на корреляционную функцию (спектр):

$$I(\Omega, 0) = \langle |R(\Omega)|^2 \rangle I(\Omega, L) \quad (5.4)$$

Здесь $\langle |R(\Omega)|^2 \rangle$ есть коэффициент отражения выходного зеркала лазера (напомним, что отражение совершается за счет обратного рэлеевского рассеяния). Мы здесь предполагаем, что отражение совершается точечным образом и локализовано около концов волокна.

Для вывода волнового кинетического уравнения на спектр генерации $I(\Omega)$ с использованием динамического уравнения (5.1), используются стандартные предположения, что поле E состоит из большого количества различных компонент со случайными фазами. Различные спектральные компоненты слабо нелинейно взаимодействуют, что и обуславливает случайность их фаз. При этом предполагается гауссова статистика флуктуаций амплитуд и фаз различных спектральных компонент, что, напомним, является обоснованным предположением для волоконного ВКР-лазера с точечными зеркалами, см. параграф 2.2. Мы рассматриваем случай сильной дисперсии, то есть достаточно широкого спектра, так что $\beta V^2 \gg (g_R P(z) - \alpha)$.

Волновое кинетическое уравнение имеет вид:

$$\begin{aligned} (\partial_z - g(\Omega)) I(\Omega) &= 2\gamma^2 \int \frac{d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega_3}{(2\pi)^2} \delta(\Omega + \Omega_1 - \Omega_2 - \Omega_3) \times \\ &\times \left[\frac{g_a I(\Omega) I_2 I_3}{g_a^2 + \Phi^2} + \frac{g_c I_1 I_2 I_3}{g_c^2 + \Phi^2} - \frac{2g_b I(\Omega) I_1 I_3}{g_b^2 + \Phi^2} \right]. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Здесь $I = I(\Omega, z)$, $I_i = I(\Omega_i, z)$, а также используются следующие обо-

значения

$$\begin{aligned}\Phi &= 2\beta(\Omega^2 + \Omega_1^2 - \Omega_2^2 - \Omega_3^2), \\ g_a &= g(\Omega) + g(\Omega_2) + g(\Omega_3) - g(\Omega_1), \\ g_b &= g(\Omega) + g(\Omega_1) + g(\Omega_3) - g(\Omega_2), \\ g_c &= g(\Omega_1) + g(\Omega_2) + g(\Omega_3) - g(\Omega).\end{aligned}$$

Уравнение (5.5) описывает спектр генерации случайного волоконного лазера и его формирование за счет многочисленных четырех-волновых процессов взаимодействия различных спектральных компонент между собой.

Укажем основное отличие локального волнового кинетического уравнения (5.5), описывающего кинетику активной циклической системы, от классического волнового кинетического уравнения. А именно, так как накачка и потери неоднородным образом распределены вдоль эволюционной координаты, волновой спектр испытывает сильные изменения внутри каждого цикла. Формально это означает, что частная производная по эволюционной координате не может быть положена равной нулю для нахождения стационарного волнового спектра, как это делается в случае классического волнового кинетического уравнения.

Также оказывается возможным получить уравнение, которое напрямую определяет стационарный (по циклам) спектр генерации случайного волоконного лазера $I(\Omega)$. Это возможно сделать в случае выполнения следующего условия $\gamma I \ll \beta V^2$ близко к концу волокна, то есть малой нелинейности. Кроме этого, для нахождения статистически стационарного спектра, необходимо удовлетворить соотношению (5.4). В предположении, что средний коэффициент отражения R не зависит от частоты, а также в предположении малой параболичности усиления оказывается возможным получить следующее кинетическое уравнение:

$$\begin{aligned}(\eta - \mathcal{A}\Omega^2)I(\Omega) + \frac{\gamma^2}{3\beta^2} \int \frac{d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega_3}{(2\pi)^2} \delta(\Omega + \Omega_1 - \Omega_2 - \Omega_3) \times \\ \frac{1}{(\Omega^2 + \Omega_1^2 - \Omega_2^2 - \Omega_3^2)^2} [I(\Omega)I_2I_3 + I_1I_2I_3 - I(\Omega)I_1I_2 - I(\Omega)I_1I_3] = 0,\end{aligned}\quad (5.6)$$

где все функции определены на выходе из лазера, в точке $z = L$; также введено обозначение $\mathcal{A} = \int_0^L dz aP(z)$. Здесь $\eta \ll 1$ есть малый параметр,

имеющий смысл превышения усиления над потерями.

Локальное волновое кинетическое уравнение (5.5) позволяет впервые сформулировать нелинейную кинетическую теорию формирования и уширения лазерного спектра, что является обобщением известной линейной кинетической теории сужения спектра лазера, построенной Шавловым и Таунсом [399].

Экспериментально вопрос формирования спектра генерации волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью изучался на следующей экспериментальной установке Рис. 5.15. Отметим, что волоконный лазер был спроектирован таким образом, чтобы режим его работы соответствовал тем предположениям, которые были сделаны выше в подходе волновой кинетики активных циклических систем.

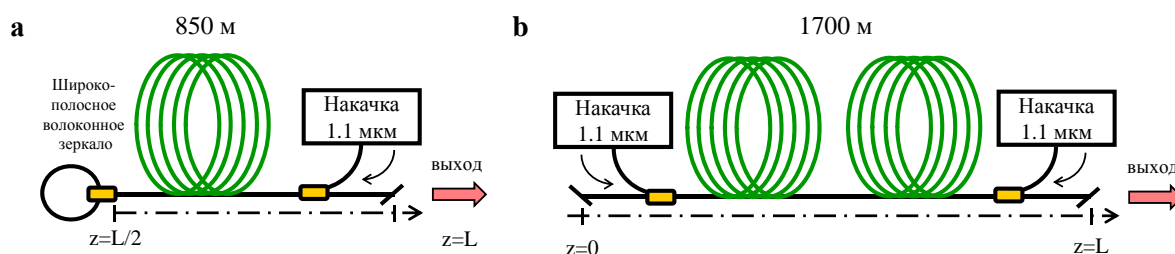


Рис. 5.15. Схема экспериментальной установки по определению формы спектра генерации волоконного ВКР-лазера: (а) фактическая и (б) эквивалентные схемы.

Случайный волоконный лазер был основан на 850 метров фосфосиликатного волокна. Фосфосиликатное волокно было выбрано за счет спектральной формы ВКР-усиления в нем, имеющего отдельно отстоящий одиночный пик с формой, близкой к параболической на его макушке (в логарифмическом масштабе, то есть форма близка к гауссовой в линейном масштабе), [308]. Использовалась схема с прямой накачкой и 100% широкополосным зеркалом, см. параграф 4.3., 5.15а. Данная конфигурация случайного волоконного лазера эквивалентна симметричной схеме с прямой накачкой, в которой накачка вводится из точки $z = 0$, а лазер образован волокном двойной длины и не имеет никаких точечных отражателей, см. Рис. 5.15б), см. параграф 4.3 для деталей. Отметим, что в указанной эквивалентной конфигурации каждый проход волокна является одним кинетическим циклом, Рис. 5.14с, так как противонаправленные волны идентичны и для них имеются идентичные условия усиления

и отражения

Полная ширина пика ВКР-усиления на полувысоте составляет величину около 8 нм. Ширина спектра генерации при этом, как нам известно из параграфа 4.2, составляет типичную величину порядка 1 нм. Длина лазера был минимизирована, чтобы уменьшить истощение накачки за счет линейных потерь в волокне. При этом большой порог генерации в коротком случайном волоконном лазере означает, что фактор истощения волны накачки волной генерации также относительно уменьшен (при небольших мощностях генерации), так как необходима большая мощность накачки для достижения той же самой мощности генерации по сравнению с более длинными лазерами. Это обуславливает обоснованность предположения о постоянстве мощности накачки вдоль случайного лазера, $P(z) = const$. Кроме того, указанный дизайн лазера также позволяет минимизировать нелинейный фактор, в который входит отношение мощности генерации к мощности накачки.

Приведем параметры волокна: линейные потери на длине волны генерации $\alpha = 0.18 \text{ км}^{-1}$, дисперсионный коэффициент $\beta = 4.3 \text{ пс}^2 \text{ км}^{-1}$, нелинейный коэффициент $\gamma = 7 \text{ (км} \cdot \text{Вт)}^{-1}$, коэффициент ВКР-усиления в максимуме контура ВКР-усиления $g_R = 1.35 \text{ (км} \cdot \text{Вт)}^{-1}$, коэффициент параболичности профиля ВКР-усиления $a = 0.052 \text{ пс}^2 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$. Все параметры волокна, кроме нелинейного коэффициента, который хорошо известен из литературы, были измерены экспериментально.

Используя системы балансных уравнений (4.1) можно рассчитать продольные распределения мощности в данной конфигурации при данной малой длине волокна, а также определить ожидаемый порог генерации. В предложенной схеме основная часть мощности генерируется близко к торцам волокна, см. Рис. 5.16. В этой же области около торцов волокон происходит и основное обратное отражение. Таким образом, обратная связь оказывается достаточно локализована, что соотносится со сделанным выше предположением о том, что осуществляется точечно отражение, при котором коэффициент отражение является случайным по частоте, см. выражение (5.4).

В эксперименте измерялась мощность генерации в зависимости от мощности накачки, а также спектр генерации при различной мощности

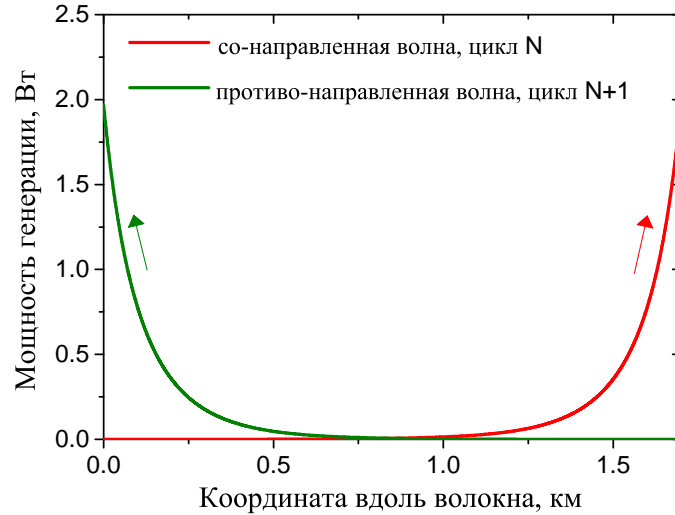


Рис. 5.16. Продольное распределение мощности генерации.

и определялся закон уширения спектра с ростом мощности, Рис. 5.17а. Под порогом генерации наблюдается широкий спектр усиленной спонтанной эмиссии. При превышении порога спектр генерации начинает быстро сужаться с ростом мощности, однако при дальнейшем увеличении мощности сужение переходит в нелинейное спектральное уширение.

Проведем сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теории. Уравнение (5.6) допускает численное решение, то есть возможен прямой расчет как формы, так и ширины спектра генерации случайного волоконного лазера. Для получения предсказаний теории о свойствах генерации (мощность и спектр), необходимо задать извне все параметры, присутствующие в теории. Проблему представляет лишь превышение усиления над потерями η . Действительно, так как смысл η — превышение усиления над пороговым, необходимое для компенсации эффективных потерь из-за нелинейного уширения спектра, то для определения η требуется знание спектральных свойств излучения. То есть параметр нельзя задать независимо исходя из описанного подхода. Очевидно, что η должен зависеть от мощности накачки. Мы используем следующий способ определения данного параметра. Зависимость $\eta(P)$ находится из экспериментально измеренной зависимости мощности генерации $I(P)$. Для нахождения зависимости $\eta(P)$ уравнение (5.6) решается итерационно, при различных значениях η при фиксированной мощности накачки

P , до тех пор, пока рассчитанное значение мощности генерации I не становится равным экспериментально измеренной мощности. Полученная зависимость $\eta(P)$ используется при расчете спектра $I(\Omega)$, ширины спектра $\mathcal{V}(P)$. Так как мы используем экспериментальную зависимость мощности генерации, то мы не можем предсказать теоретически ее поведение, то есть рассчитать зависимость $I(P)$. Данный факт не является принципиальным, так как мощностные характеристики случайного волоконного ВРК-лазера, как мы видели в главе 4, рассчитываются с хорошей точностью гораздо более простым способом на основе системы балансных уравнений (4.1).

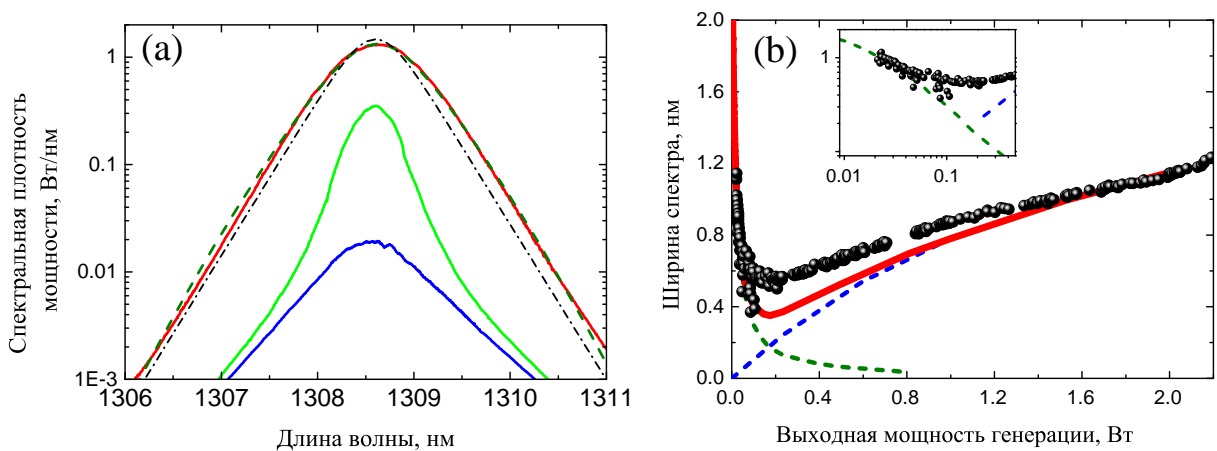


Рис. 5.17. Спектр генерации волоконного ВРК-лазера со случайной распределенной обратной связью и его уширение. (a) Экспериментально измеренные спектры генерации около порога генерации (синяя кривая, мощность генерации 0.025 Вт), при небольшом превышении порога генерации (зеленая кривая, 0.2 Вт) и высоко над порогом генерации (красная кривая, 1.5 Вт). Численно рассчитанный спектр генерации из локального волнового кинетического уравнения показан красной линией (расчет сделан при мощности генерации 1.5 Вт). (b) Зависимость ширины спектра генерации от мощности генерации. Экспериментальные данные показаны черными символами. Численно рассчитанная ширина спектра генерации показана пунктирной синей линией. Также показано численно рассчитанное сужение спектра генерации на основе модифицированного подхода Шавлова-Таунса из уравнения (5.9), пунктирная зеленая линия. Красная линия есть сумма нелинейного кинетического вклада (синяя линия) и линейного кинетического вклада (зеленая линия). На вставке показана область спектрального сужения в логарифмическом масштабе.

Проведем детальный расчет уширения спектра генерации в экспери-

ментальном случае малой (по сравнению с усилением) дисперсией. Численно рассчитанный спектр генерации хорошо согласуется с результатами эксперимента Рис. 5.17а.

Отметим, что в предельном случае малой (по сравнению с усилением) дисперсии оказывается возможным получить аналитическое выражение для спектра генерации в виде гиперболического секанса

$$I(\Omega) \propto 1 / \cosh(\Omega/\mathcal{V}). \quad (5.7)$$

Заметим, что форма спектра генерации совпадает в этом случае с формой спектра генерации волоконного ВКР-лазера с регулярной обратной связью, полученной в параграфе 2.3 из традиционного волнового кинетического уравнения, в котором эволюция системы рассматривалась от прохода к проходу без рассмотрения эволюции внутри каждого цикла (прохода) в предел большой (по сравнению с нелинейностью) дисперсией.

Имеется достаточно хорошее согласие и для закона уширения спектра, численно рассчитанного исходя из кинетического уравнения и экспериментально определенного, Рис. 5.17b. Наблюдаемое различие между экспериментально определенной шириной спектра генерации и результатами численного расчета может быть обусловлено конкурирующими процессами, которые не были приняты во внимание. Действительно, хорошо известно, что спектр лазера начинает сужаться при приближении к порогу генерации и это может быть описано уравнением, которое по сути своей является линейным кинетическим уравнением, [399]. Данная теория была развита Шавловым и Таунсом. Сужение спектра в случайном волоконном лазере хорошо проявляется, см. околопороговую область мощностей на Рис. 5.17b. Изначально подход Шавлова-Таунса [399] был развит для лазерных резонаторов, имеющих хорошо определенные моды. В случае случайного волоконного лазера модовая структура излучения не проявлена. Для рассмотрения линейного сужения спектра генерации случайного волоконного лазера необходимо сделать модификацию подхода Шавлова-Таунса.

В предположении малой мощности генерации, $g_R PL \ll 1$, выходной спектр излучения будет повторять спектральный контур ВКР-усиления,

определяемый здесь в более общем виде, чем в выражении (5.8). Отметим, что теперь в усиление g для простоты не включен фактор линейных потерь α . А именно, контур ВКР-усиления имеет следующий вид:

$$g(\Omega) = \frac{g_R}{2} e^{-a\Omega^2/g_R P}, \quad (5.8)$$

где коэффициент a определен выше в выражении (5.2).

Используя систему балансных уравнений (4.1), возможно получить следующее выражение на спектр генерации выходного излучения при малой мощности (около порога генерации) в пренебрежении нелинейными эффектами (вывод сделан М. Никулиным):

$$I(\Omega, L) = 2\hbar\omega_0 \frac{g(\Omega)(e^{[g(\Omega)-\alpha]L/2} - 1)}{g(\Omega) - \alpha} \frac{e^{[g(\Omega)-\alpha]L/2} + 1}{1 - \frac{\varepsilon[e^{(g(\Omega)-\alpha)L}-1]}{2[g(\Omega)-\alpha]}}, \quad (5.9)$$

где частота ω_0 является несущей частотой и считается постоянной по спектру.

Выражение (5.9) определяет форму и ширину спектра в пределе Шавлова-Таунса в пренебрежении нелинейностью. Отметим, что уравнение (5.9) является линейным кинетическим уравнением, которое справедливо при малых мощностях генерации, когда можно пренебречь нелинейным взаимодействием различных спектральных компонент между собой. Результаты численного расчета ширины спектра генерации по данному выражению показаны на Рис. 5.17b зелёным пунктиром. А именно, при малых мощностях спектр генерации, изначально совпадающий с контуром ВКР-усиления, начинает сужаться с ростом мощности генерации.

Для описания эксперимента необходимо учесть оба вклада: линейное сужение спектра и нелинейное его уширение. Сумма линейного и нелинейного вклада показана на Рис. 5.17b красной линией. Наблюдается хорошее согласие между результатами эксперимента и расчетами. Отметим, что около порога генерации небольшое различие между теорией и экспериментом может быть связано с переносом флуктуаций из излучения накачки подобно тому, как это наблюдается в волоконном ВКР-лазере с регулярным резонатором, см. параграф 2.1.

Таким образом, в данном параграфе мы экспериментально показали, что спектр генерации непрерывного волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью в случае пренебрежимой диспер-

сии имеет форму гиперболического секанса. Тем самым форма спектра генерации такого лазера оказывается схожей со спектром генерации волоконного ВКР-лазера с регулярным резонатором на основе точечных отражателей. Экспериментальная форма спектра согласуется с результатом расчета с помощью аналитической нелинейной кинетической теории лазерного спектра, рассматривающей установление равновесных спектральных и статистических свойств излучения случайного лазера в процессе циклической кинетической эволюции вдоль длины оптического волокна в приближении гауссовой статистики.

Заключение

Приведем основные результаты работы:

1. Экспериментально показано, что внутриволноводный спектр генерации непрерывного многомодового волоконного ВКР-лазера в случае большой по сравнению с нелинейностью дисперсии имеет форму гиперболического секанса, а уширение спектра происходит по корневому закону с ростом мощности генерации. Спектр генерации состоит из большого числа продольных мод, амплитуды которых флуктуируют со статистикой, близкой к гауссовой, а фазы случайны. Спектр генерации формируется за счет многочисленных четырехволновых взаимодействий продольных мод между собой, что описывается моделью слабой волновой турбулентности. Совместная динамика большого количества продольных мод приводит к стохастической динамике полной интенсивности излучения.
2. Реализован ламинарный режим генерации в излучении многочастотных волоконных непрерывных волоконных ВКР-лазеров, который характеризуется узким спектром, состоящим из большого количества коррелированных мод, и подавленными флуктуациями интенсивности излучения. Обнаружен переход из ламинарного в турбулентный режим генерации в излучении таких лазеров, который совершается пороговым образом по мощности накачки. Обнаружено, что в ламинарном режиме осуществляется генерация темных и серых солитонов, кластеризация которых является причиной переход из ламинарного в турбулентный режим генерации.
3. Реализована генерация в волоконных ВКР-лазерах за счет случайной распределённой обратной связи на основе рэлеевского рассеяния. Данный режим генерации характеризуется локализованным спектром излучения, не имеющим определённой модовой структуры, стохастической динамикой интенсивности излучения, пороговым поведением мощности генерации в зависимости от мощности накачки. Предложены, описаны и реализованы основные конфигурации лазеров такого типа.

4. Экспериментально показано, что спектр генерации непрерывного волоконного ВКР-лазера со случайной распределённой обратной связью в случае пренебрежимой дисперсии имеет форму гиперболического секанса, схожую с формой спектра генерации волоконного ВКР-лазера с регулярным резонатором на основе точечных отражателей. Экспериментальная форма спектра и закон его уширения с ростом мощности согласуются с предсказаниями в рамках нелинейной кинетической теории формирования спектра, рассматривающей установление равновесных спектральных и статистических свойств излучения в процессе циклической кинетической эволюции.
5. Экспериментально измерено распределение мощности генерации вдоль длины волоконного ВКР-лазера со случайной распределённой обратной связью с прямой накачкой и обнаружена существенная неоднородность данного распределения. А именно, максимум мощности генерации наблюдается в точке, в которой локальное усиление равно локальным потерям, а минимум мощности генерации достигается в центральной точке, в которой вводится излучение накачки в резонатор. Наличие минимума продольного распределения мощности генерации позволяет использовать маломощные (до 100 мВт) спектральные компоненты для достижения новых режимов генерации волоконных ВКР-лазеров со случайной распределённой обратной связью с заданными спектральными характеристиками, а именно продемонстрирована генерация с суженным спектром шириной до 0.02 нм при использовании волоконных фильтров Фабри-Перо и многоволновая генерация в при использовании волоконного фильтра Лио или набора волоконных брэгговских решёток.
6. Экспериментально показано, что существует предел длины линейного резонатора волоконного ВКР-лазера, выше которого случайная распределённая обратная связь определяет генерацию излучения со спектром, не имеющим определённой модовой структуры, тогда как при длине меньше данного предела преобладает обратная связь за счёт точечных отражателей, что приводит к наличию

модовой структуры в спектре генерации. Величина данного предела равна 270 км при осуществлении генерации в стандартных оптических волокнах в области длин волн около 1.5 мкм.

Таким образом, поставленные во введении цели достигнуты.

В заключение хотелось бы выразить искреннюю благодарность заместителю директора ИАиЭ СО РАН, заведующему лаборатории волоконной оптики С.А. Бабину и директору Астонского института фотонных технологий С.К. Турицыну за всестороннюю поддержку при проведении работ, руководителю тематической группы нелинейной оптики ИАиЭ СО РАН Е.В. Подвигину за многочисленные консультации по различным аспектам работы и за развитие большинства теоретических подходов, использованных в работе, Сергею Смирнову за развитие численных методов расчёта различных генерационных режимов волоконных ВКР-лазеров, аспирантам Илье Ватнику, Олегу Горбунову, Никите Тарасову, Srikanth Sugavanam за инициативность и высокую самостоятельность в решении поставленных им задач, всем соавторам вошедших в диссертацию работ: А.Е. Исмагулову, С.И. Каблукову, М. Политко, И.В. Колоколову, В.В. Лебедеву, С.С. Вергелесу, И. Терехову, М.П. Федоруку, А. Бедняковой, Г. Фальковичу, Е. Турицыной, В. Камынину, А.С. Куркову, О.И. Медведокору, М. Никулину, С. Хореву, В.К. Мезенцеву, А.А. Фотиади, J.D. Ania-Castanon, V. Karalekas, P. Harper, A.E. El-Taher, P. Harper, S. Shu, Z. Yan, L. Zhang, S. Wabnitz, всем настоящим и бывшим сотрудникам лаборатории волоконной оптики ИАиЭ СО РАН и Астонского института фотонных технологий за плодотворную атмосферу, сотрудникам компании “Инверсия” за помощь и советы касательно технических вопросов, а также участникам семинаров УНЦ “Квантовая оптика” за интерес к работе и полезные замечания.

Список литературы

- [1] Курков А. С., Дианов Е. М., Парамонов В. М. *et al.* Мощные волоконные ВКР-лазеры в диапазоне 1,22-1,34 мкм // *Кв. электр.* — 2000. — Vol. 30, no. 9. — Pp. 791–793.
- [2] Дианов Е. М. Волоконные лазеры // *Успехи физических наук.* — 2004. — Vol. 174, no. 10. — Pp. 1139–1142.
- [3] Курков А. С., Дианов Е. М. Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // *Квантовая электроника.* — 2004. — Vol. 34, no. 10. — Pp. 881–900.
- [4] Huang S., Feng Y., Shirakawa A., Ueda K.-I. Generation of 10.5 W, 1178nm laser based on phosphosilicate Raman fiber laser // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 2003. — Vol. 42, no. 12A. — Pp. L1439–L1441.
- [5] Xiong Z., Moore N., Li Z. G., Lim G. C. 10-W Raman fiber lasers at 1248 nm using phosphosilicate fibers // *Journ. Light. Techn.* — 2003. — Vol. 21, no. 10. — Pp. 2377–2381.
- [6] Georgiev D., Gapontsev V., Dronov A. *et al.* Watts-level frequency doubling of a narrow line linearly polarized raman fiber laser to 589nm // *Optics express.* — 2005. — Vol. 13, no. 18. — Pp. 6772–6776.
- [7] Дианов Е. М., Фурса Д. Г., Абрамов А. А. *et al.* Волоконно-оптический ВКР-усилитель сигналов на длине волны 1,3 мкм // *Кв. электр.* — 1994. — Vol. 21, no. 9. — Pp. 807–809.
- [8] Grubb S. G., Erdogan T., Mizrahi V. *et al.* 1.3 μ m cascaded Raman amplifier in germanosilicate fibers // *Optical Amplifiers and Their Ap-*

plications / Ed. by O. S. of America. — Vol. 14. — Washington, D.C.: 1994. — Pp. 187–190.

- [9] *Dianov E. M., Abramov A. A., Bubnov M. M. et al.* 30dB gain Raman amplifier at 1.3 μm in low-loss high GeO₂-doped silica fibres // *El. Lett.* — 1995. — Vol. 31, no. 13. — Pp. 1057–1058.
- [10] *Hansen P. B., Stentz A. J., Eskilden L. et al.* High sensitivity 1.3 μm optically preamplified receiver using Raman amplification // *El. Lett.* — 1996. — Vol. 32, no. 23. — Pp. 2164–2165.
- [11] *Innis D., DiGiovanni D. J., Stasser T. A. et al.* Ultrahigh-power single-mode fiber lasers from 1.065 to 1.472 μm using Yb-doped cladding-pumped and cascaded Raman lasers // Conference on Lasers and Electro-Optics. — 1997. — Pp. paper CPD–31.
- [12] *Chang D. I., Lim D. S., Jeon M. Y. et al.* Dual-wavelength cascaded Raman fiber laser // Proc. of Optical Fiber Communications Conference. — 2001. — Pp. 139–141, paper WDD14.
- [13] *Kurkov A. S., Dianov E. M., Medvedkov O. I. et al.* Raman fiber source for 1.6-1.75 μm spectral region // Proc. of Optical Fiber Communications Conference. — 2003. — Pp. 29–30, paper MF26.
- [14] *Дианов Е. М., Буфетов И. А., Машинский В. М. et al.* Волоконные ВКР-лазеры с длиной волны генерации более 2 мкм // *Квантовая электроника.* — 2004. — Vol. 34, no. 8. — Pp. 695–697.
- [15] *Mashinsky V. M., Bufetov I. A., Shubin A. V. et al.* Raman gain and laser generation in germania-based core optical fibers in 1.1-2.2 μm spectral range // Proc. of Optical Fiber Communications Conference. — Anaheim, California, USA, March 6-11: 2005. — P. OFB6.
- [16] *De Matos C., Chestnut D., Reeves-Hall P. et al.* Multi-wavelength, continuous wave fibre raman ring laser operating at 1.55 μm // *Electronics Letters.* — 2001. — Vol. 37, no. 13. — Pp. 825–826.
- [17] *Chestnut D. A., de Matos C. J. S., Reeves-Hall P. C., Taylor J. R.* High efficiency, dual-wavelength fibre Raman pump laser for u-band

- fibre Raman amplifiers // *Opt. Quant. Electr.* — 2002. — Vol. 34. — Pp. 1025–1030.
- [18] *Kim N. S., Zou X., Lewis K.* CW depolarized multiwavelength Raman fiber ring laser with over 58 channels and 50 GHz channel spacing // Proc. of Optical Fiber Communications Conference. — 2002. — Pp. 640–642, paper ThGG21.
- [19] *Chang D. I., Lim D. S., Jeon M. Y. et al.* Dual-wavelength cascaded Raman fiber laser // *El. Lett.* — 2000. — Vol. 36, no. 16. — Pp. 1356–1358.
- [20] *Lewis S. A. E., Chernikov S. V., Taylor J. R.* Fibre-optic tunable CW Raman laser operating around 1.3 μm // *Opt. Comm.* — 2000. — Vol. 182. — Pp. 403–405.
- [21] *Reeves-Hall P. C., Taylor J. R.* Wavelength tunable CW Raman fiber ring laser operating at 1486–1551 nm // *El. Lett.* — 2001. — Vol. 37, no. 8. — Pp. 491–492.
- [22] *Koch F., Reeves-Hall P. C., Chernikov S. V., Taylor J. R.* CW, multiple wavelength, room temperature, Raman fiber ring laser with external 19 channel, 10 GHz pulse generation in a single electro-absorption modulator // Proc. of Optical Fiber Communications Conference. — 2001. — P. WDD7.
- [23] *Nilsson J., Selvas R., Beraldi W. et al.* Continuous-wave pumped holey fiber Raman laser // Proc. of Optical Fiber Communications Conference. — 2002. — Pp. 315–317, paper WR6.
- [24] *Travers J. C., Popov S. V., Taylor J. R.* High efficiency continuous-wave holey-fiber Raman laser // Conference on Lasers and Electro-Optics. — 2005. — Pp. 372–374.
- [25] *Grigoryants V. V., Davydov V. L., Zhabotinski M. E. et al.* Spectra of stimulated Raman scattering in silica fibre waveguides // *Opt. Quant. Electr.* — 1977. — Vol. 9. — Pp. 351–352.

- [26] *Dianov E. M., Belov A. V., Plotnichenko V. G. et al.* Physical and chemical properties of the single-mode fibre waveguides, based on the P-doped silica glass // Conf. High Purity Substances and Materials for IR Optics. — Nizhnii Novgorod: 1997.
- [27] *Egorova O. N., Bubnov M. M., Bufetov I. A. et al.* Phosphosilicate-core single-mode fibers intended for use as active medium of Raman lasers and amplifiers // Proc. SPIE (Optical Devices for Fiber Communications II) / Ed. by M. J. F. Digonnet, O. S. Gebizlioglu, R. A. Greenwell et al. — Vol. 4216. — 2001. — Pp. 32–29.
- [28] *Dianov E. M., Grekov M. V., Bufetov I. A. et al.* CW high power 1.24 μm and 1.48 μm Raman lasers based on low loss phosphosilicate fibre // *El. Lett.* — 1997. — Vol. 33, no. 18. — Pp. 1542–1544.
- [29] *Дианов Е. М., Буфетов И. А., Бубнов М. М. et al.* Непрерывный высокоэффективный ВКР-лазер ($\lambda = 1,24$ мкм) на фосфосиликатном световоде // *Кв. электр.* — 1999. — Vol. 29, no. 2. — Pp. 97–100.
- [30] *Karpov V. I., Dianov E. M., Paramonov V. M. et al.* Laser-diode-pumped phosphosilicate-fiber Raman laser with an output power of 1 W at 1.48 μm // *Opt. Lett.* — 1999. — Vol. 24, no. 13. — Pp. 887–889.
- [31] *Kim N. S., Prabhu M., Li C. et al.* 1239/1484 nm cascaded phosphosilicate Raman fiber laser with CW output power of 1.36 W at 1484 nm pumped by CW Yb-doped double-clad fiber laser at 1064 nm and spectral continuum generation // *Opt. Comm.* — 2000. — Vol. 176. — Pp. 219–222.
- [32] *Prabhu M., Kim N. S., Jianren L., Ueda K.* Simultaneous two-color CW Raman fiber laser with maximum output power of 1.05 W /1239 nm and 0.95 W /1484 nm using phosphosilicate fiber // *Opt. Comm.* — 2000. — Vol. 182. — Pp. 305–309.
- [33] *Karpov V. I., Clements W. R. L., Dianov E. M., Papernyi S. B.* High-power 1.48 μm phosphosilicate-fiber-based laser pumped by laser diodes // *Can. J. Phys.* — 2000. — Vol. 78. — Pp. 407–413.

- [34] Курков А. С., Парамонов В. М., Егорова О. Н. et al. Волоконный ВКР-усилитель на длину волны 1,65 мкм // *Кв. электр.* — 2002. — Vol. 32, no. 8. — Pp. 747–750.
- [35] Sim S. K., Lim H. C., Lee L. W. et al. High-power cascaded Raman fibre laser using phosphosilicate fibre // *El. Lett.* — 2004. — Vol. 40, no. 12.
- [36] Wang Y., Wang Q., Zhang W. et al. Multiwavelength Raman fiber ring laser with the spectrum profile broadened by parametric four wave mixing in highly nonlinear dispersion-shifted fibers // *Chinese Opt. Lett.* — 2005. — Vol. 3, no. 8. — Pp. 460–462.
- [37] Kim C.-S., Sova R. M., Kang J. U. Tunable multi-wavelength all-fiber Raman source using fiber Sagnac loop filter // *Opt. Comm.* — 2003. — Vol. 218. — Pp. 291–295.
- [38] Han Y.-G., Kim C.-S., Kang J. U. et al. Multiwavelength raman fiber-ring laser based on tunable cascaded long-period fiber gratings // *Photonics Technology Letters, IEEE.* — 2003. — Vol. 15, no. 3. — Pp. 383–385.
- [39] Mermelstein M. D., Horn C., Bouteiller J.-C. et al. Six wavelength Raman fiber laser for C + L-band Raman amplification // Conference on Lasers and Electro-Optics. — 2002. — Pp. 478, paper CThJ1.
- [40] Leplingard F., Borne S., Lorcy L. et al. Six output wavelength Raman fiber laser for Raman amplification // European Conf. on Opt. Comm. — 2002.
- [41] Lee J. H., Kim J., Han Y.-G. et al. Investigation of Raman fiber laser temperature probe based on fiber Bragg gratings for longdistance remote sensing applications // *Opt. Express.* — 2004. — Vol. 12, no. 8. — Pp. 1747–1752.
- [42] Han Y.-G., Tran T., Kim S.-H., Lee S. B. Development of a multiwavelength raman fiber laser based on phase-shifted fiber bragg gratings for

- long-distance remote-sensing applications // *Optics letters*. — 2005. — Vol. 30, no. 10. — Pp. 1114–1116.
- [43] *Han Y.-G., Tran T. V. A., Kim S.-H., Lee S. B.* Multiwavelength Raman-fiber-laser-based long distance remote sensor for simultaneous measurement of strain and temperature // *Opt. Lett.* — 2005. — Vol. 30, no. 11. — Pp. 1282–1284.
- [44] *Tran T. V. A., Han Y.-G., Kim S.-H., Lee S. B.* Long-distance simultaneous measurement of strain and temperature based on a fiber Raman laser with a single fiber Bragg grating embedded on a quartz plate // *Opt. Lett.* — 2005. — Vol. 30, no. 13. — Pp. 1632–1634.
- [45] *Higashihata M., Tochigi K., Nakata Y., Okada T.* Application to the optical coherent tomography of fiber Raman laser // Conference on Lasers and Electro-Optics. — 2003. — P. 183.
- [46] *Hsiung P.-L., Chen Y., Ko T. et al.* Optical coherence tomography using a continuous-wave, high-power, raman continuum light source // *Optics express*. — 2004. — Vol. 12, no. 22. — Pp. 5287–5295.
- [47] *Higashihata M., Nakamura T., Vasa N. J., Okada T.* Development of ultra-broadband light source using fiber Raman laser for optical coherence tomography // Conference on Lasers and Electro-Optics. — 2005. — Pp. 987–988.
- [48] *Yusupov A., Goncharov S., Zalevskii I. et al.* Raman fiber laser for the drug-free photodynamic therapy // *Laser Physics*. — 2010. — Vol. 20, no. 2. — Pp. 357–359.
- [49] *Gening T., Kurkov A., Voronova O. et al.* 12 effect of raman laser irradiation on healthy mice organism // *Photodiagnosis and Photodynamic Therapy*. — 2012. — Vol. 9. — P. S4.
- [50] *Gening T. P., Voronova O. S., Dolgova D. R. et al.* Analysis of the efficiency of using 1265-nm cw laser radiation for initiating oxidative stress in the tissue of a solid malignant tumour // *Quantum Electronics*. — 2012. — Vol. 42, no. 9. — Pp. 805–807.

- [51] *Feng Y., Huang S., Shirakawa A., Ueda K.-i.* Multiple-color cw visible lasers by frequency sum-mixing in a cascading raman fiber laser // *Optics express.* — 2004. — Vol. 12, no. 9. — Pp. 1843–1847.
- [52] *Kablukov S., Babin S., Churkin D. et al.* Frequency doubling of a broadband raman fiber laser to 655 nm // *Optics Express.* — 2009. — Vol. 17, no. 8. — Pp. 5980–5986.
- [53] *Kablukov S., Babin S., Churkin D. et al.* Frequency doubling of a raman fiber laser // *Laser Physics.* — 2010. — Vol. 20, no. 2. — Pp. 365–371.
- [54] *Bouteiller J.-C.* Spectral modeling of raman fiber lasers // *Photonics Technology Letters, IEEE.* — 2003. — Vol. 15, no. 12. — Pp. 1698–1700.
- [55] *Suret P., Randoux S.* Influence of spectral broadening on steady characteristics of raman fiber lasers: from experiments to questions about validity of usual models // *Optics communications.* — 2004. — Vol. 237, no. 1. — Pp. 201–212.
- [56] *Vanholsbeeck F., Martin-Lopez S., González-Herráez M., Coen S.* The role of pump incoherence in continuous-wave supercontinuum generation // *Optics express.* — 2005. — Vol. 13, no. 17. — Pp. 6615–6625.
- [57] *Wetzel B., Stefani A., Larger L. et al.* Real-time full bandwidth measurement of spectral noise in supercontinuum generation // *Scientific reports.* — 2012. — Vol. 2.
- [58] *Solli D., Herink G., Jalali B., Ropers C.* Fluctuations and correlations in modulation instability // *Nature Photonics.* — 2012. — Vol. 6, no. 7. — Pp. 463–468.
- [59] *Zakharov V. E., L'vov V. S., Falkovich G.* Kolmogorov spectra of turbulence 1. wave turbulence. // *Kolmogorov spectra of turbulence 1. Wave turbulence., by Zakharov, VE; L'vov, VS; Falkovich, G.. Springer, Berlin (Germany), 1992, 275 p., ISBN 3-540-54533-6.* — 1992. — Vol. 1.
- [60] *Nazarenko S.,* Wave turbulence. — Springer, 2011. — Vol. 825.

- [61] *Barviau B., Kibler B., Picozzi A.* Wave-turbulence approach of supercontinuum generation: Influence of self-steepening and higher-order dispersion // *Phys. Rev. A.* — 2009. — Vol. 79, no. 6. — P. 063840.
- [62] *Sun C., Jia S., Barsi C. et al.* Observation of the kinetic condensation of classical waves // *Nature Physics.* — 2012. — Vol. 8, no. 6. — Pp. 470–474.
- [63] *Picozzi A., Garnier J., Hansson T. et al.* Optical wave turbulence: Toward a unified nonequilibrium thermodynamic formulation of statistical nonlinear optics // *Physics Reports.* — 2014. — Vol. 542, no. 2. — Pp. 1–132.
- [64] *Garnier J., Lisak M., Picozzi A.* Toward a wave turbulence formulation of statistical nonlinear optics // *JOSA B.* — 2012. — Vol. 29, no. 8. — Pp. 2229–2242.
- [65] *Solli D., Ropers C., Koonath P., Jalali B.* Optical rogue waves // *Nature.* — 2007. — Vol. 450, no. 7172. — Pp. 1054–1057.
- [66] *Garrett C., Gemmrich J.* Rogue waves // *Phys. Today.* — 2009. — Vol. 62, no. 6. — P. 62.
- [67] *Dudley J. M., Genty G., Eggleton B. J.* Harnessing and control of optical rogue waves in supercontinuum generation // *Optics Express.* — 2008. — Vol. 16, no. 6. — Pp. 3644–3651.
- [68] *Solli D., Ropers C., Jalali B.* Active control of rogue waves for stimulated supercontinuum generation // *Physical review letters.* — 2008. — Vol. 101, no. 23. — P. 233902.
- [69] *Erkintalo M., Genty G., Dudley J.* Rogue-wave-like characteristics in femtosecond supercontinuum generation // *Optics letters.* — 2009. — Vol. 34, no. 16. — Pp. 2468–2470.
- [70] *Lafargue C., Bolger J., Genty G. et al.* Direct detection of optical rogue wave energy statistics in supercontinuum generation // *Electronics letters.* — 2009. — Vol. 45, no. 4. — Pp. 217–219.

- [71] *Driben R., Babushkin I.* Accelerated rogue waves generated by soliton fusion at the advanced stage of supercontinuum formation in photonic-crystal fibers // *Optics letters*. — 2012. — Vol. 37, no. 24. — Pp. 5157–5159.
- [72] *Residori S., Bortolozzo U., Montina A. et al.* Rogue waves in spatially extended optical systems // *Fluctuation and Noise Letters*. — 2012. — Vol. 11, no. 01.
- [73] *Soto-Crespo J., Grellu P., Akhmediev N.* Dissipative rogue waves: Extreme pulses generated by passively mode-locked lasers // *Physical Review E*. — 2011. — Vol. 84, no. 1. — P. 016604.
- [74] *Zaviyalov A., Egorov O., Iliev R., Lederer F.* Rogue waves in mode-locked fiber lasers // *Physical Review A*. — 2012. — Vol. 85, no. 1. — P. 013828.
- [75] *Lecaplain C., Grellu P., Soto-Crespo J., Akhmediev N.* Dissipative rogue waves generated by chaotic pulse bunching in a mode-locked laser // *Physical review letters*. — 2012. — Vol. 108, no. 23. — P. 233901.
- [76] *Runge A. F., Aguergaray C., Broderick N. G., Erkintalo M.* Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser // *Optics letters*. — 2014. — Vol. 39, no. 2. — Pp. 319–322.
- [77] *Lecaplain C., Grellu P.* Rogue waves among noiselike-pulse laser emission: An experimental investigation // *Physical Review A*. — 2014. — Vol. 90, no. 1. — P. 013805.
- [78] *Zamora-Munt J., Garbin B., Barland S. et al.* Rogue waves in optically injected lasers: Origin, predictability, and suppression // *Physical Review A*. — 2013. — Vol. 87, no. 3. — P. 035802.
- [79] *Reinoso J. A., Zamora-Munt J., Masoller C.* Extreme intensity pulses in a semiconductor laser with a short external cavity // *Physical Review E*. — 2013. — Vol. 87, no. 6. — P. 062913.
- [80] *Oppo G.-L., Yao A. M., Cuozzo D.* Self-organization, pattern formation, cavity solitons, and rogue waves in singly resonant optical para-

- metric oscillators // *Physical Review A*. — 2013. — Vol. 88, no. 4. — P. 043813.
- [81] *Buccoliero D., Steffensen H., Ebendorff-Heidepriem H. et al.* Midinfrared optical rogue waves in soft glass photonic crystal fiber // *Optics express*. — 2011. — Vol. 19, no. 19. — Pp. 17973–17978.
- [82] *Kasparian J., BÚjot P., Wolf J.-P. et al.* Optical rogue wave statistics in laser filamentation // *Optics express*. — 2009. — Vol. 17, no. 14. — Pp. 12070–12075.
- [83] *Majus D., Jukna V., Valiulis G. et al.* Spatiotemporal rogue events in femtosecond filamentation // *Physical Review A*. — 2011. — Vol. 83, no. 2. — P. 025802.
- [84] *Maluckov A., Lazarides N., Tsironis G., Hadžievski L.* Extreme events in two-dimensional disordered nonlinear lattices // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. — 2013. — Vol. 252. — Pp. 59–64.
- [85] *He J., Xu S., Porsezian K.* New types of rogue wave in an erbium-doped fibre system // *Journal of the Physical Society of Japan*. — 2012. — Vol. 81, no. 3.
- [86] *Finot C., Hammani K., Fatome J. et al.* Selection of extreme events generated in raman fiber amplifiers through spectral offset filtering // *IEEE J. Quantum Electron*. — 2009. — Vol. 46, no. 2. — Pp. 205–213.
- [87] *Hammani K., Finot C.* Experimental signatures of extreme optical fluctuations in lumped raman fiber amplifiers // *Optical Fiber Technology*. — 2012. — Vol. 18, no. 2. — Pp. 93–100.
- [88] *Borlaug D., Fathpour S., Jalali B.* Extreme value statistics in silicon photonics // *Photonics Journal, IEEE*. — 2009. — Vol. 1, no. 1. — Pp. 33–39.
- [89] *Churkin D. V., Gorbunov O. A., Smirnov S. V.* Extreme value statistics in Raman fiber lasers // *Optics Letters*. — 2011. — Vol. 36, no. 18. — Pp. 3617–3619.

- [90] *Randoux S., Suret P.* Experimental evidence of extreme value statistics in raman fiber lasers // *Optics letters.* — 2012. — Vol. 37, no. 4. — Pp. 500–502.
- [91] *Ruban V., Kodama Y., Ruderman M. et al.* Rogue waves—towards a unifying concept?: Discussions and debates // *The European Physical Journal-Special Topics.* — 2010. — Vol. 185, no. 1. — Pp. 5–15.
- [92] *Akhmediev N., Dudley J., Solli D., Turitsyn S.* Recent progress in investigating optical rogue waves // *Journal of Optics.* — 2013. — Vol. 15, no. 6. — P. 060201.
- [93] *Dudley J. M., Dias F., Erkintalo M., Genty G.* Instabilities, breathers and rogue waves in optics // *Nature Photonics.* — 2014. — Vol. 8, no. 10. — Pp. 755–764.
- [94] *Onorato M., Residori S., Bortolozzo U. et al.* Rogue waves and their generating mechanisms in different physical contexts // *Physics Reports.* — 2013. — Vol. 528, no. 2. — Pp. 47–89.
- [95] *Kibler B., Hammani K., Michel C. et al.* Rogue waves, rational solitons and wave turbulence theory // *Phys. Lett. A.* — 2011. — Vol. 375, no. 35. — Pp. 3149–3155.
- [96] *Hammani K., Kibler B., Finot C., Picozzi A.* Emergence of rogue waves from optical turbulence // *Phys. Lett. A.* — 2010. — Vol. 374, no. 34. — Pp. 3585–3589.
- [97] *Genty G., De Sterke C., Bang O. et al.* Collisions and turbulence in optical rogue wave formation // *Physics Letters A.* — 2010. — Vol. 374, no. 7. — Pp. 989–996.
- [98] *Wabnitz S., Finot C., Fatome J., Millot G.* Shallow water rogue wave-trains in nonlinear optical fibers // *Physics Letters A.* — 2013. — Vol. 377, no. 12. — Pp. 932–939.
- [99] *Chabchoub A., Hoffmann N., Akhmediev N.* Rogue wave observation in a water wave tank // *Physical Review Letters.* — 2011. — Vol. 106, no. 20. — P. 204502.

- [100] *Wabnitz S.* Optical tsunamis: shoaling of shallow water rogue waves in nonlinear fibers with normal dispersion // *Journal of Optics*. — 2013. — Vol. 15, no. 6. — P. 064002.
- [101] *Schmidberger M., Novoa D., Biancalana F. et al.* Multistability and spontaneous breaking in pulse-shape symmetry in fiber ring cavities // *Optics express*. — 2014. — Vol. 22, no. 3. — Pp. 3045–3053.
- [102] *Ambartsumyan R., Basov N., Kryukov P., Letokhov V.* Laser with nonresonant feedback // *JETP Lett.* — 1966. — Vol. 3. — Pp. 167–169.
- [103] *Ambartsumyan R., Basov N., Kryukov P., Letokhov V.* A laser with a non-resonant feedback // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1966. — Vol. QE-2. — Pp. 442–446.
- [104] *Letokhov V.* Stimulated emission of an ensemble of scattering particles with negative absorption // *JETP Lett.* — 1967. — Vol. 5. — Pp. 212–215.
- [105] *Летохов В. С.* Генерация света рассеивающей средой с отрицательным резонансным поглощением // *ЖЭТФ*. — 1967. — Vol. 53. — P. 1442.
- [106] *Markushev V., Zolin V., Briskina C. M.* Luminescence and stimulated emission of neodymium in sodium lanthanum molybdate powders // *Soviet Journal of Quantum Electronics*. — 1986. — Vol. 16, no. 2. — P. 281.
- [107] *Gouedard C., Husson D., Sauteret C. et al.* Generation of spatially incoherent short pulses in laser-pumped neodymium stoichiometric crystals and powders // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 1993. — Vol. 10, no. 12. — Pp. 2358–2363.
- [108] *Noginov M. A., Noginova N. E., Caulfield H. J. et al.* Short-pulsed stimulated emission in the powders of $\text{NdAl}_3(\text{BO}_3)_4$, $\text{NdSc}_3(\text{BO}_3)_4$, and $\text{Nd:Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ laser crystals // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 1996. — Vol. 13, no. 9. — Pp. 2024–2033.

- [109] *Lawandy N. M., Balachandran R., Gomes A., Sauvain E.* Laser action in strongly scattering media // *Nature*. — 1994. — Vol. 368, no. 6470. — Pp. 436–438.
- [110] *Wiersma D. S., van Albada M. P., Lagendijk A.* Random laser? // *Nature*. — 1995. — Vol. 373. — Pp. 203–204.
- [111] *Wiersma D. S., Lagendijk A.* Light diffusion with gain and random lasers // *Phys. Rev. B*. — 1996. — Vol. 54, no. 4. — P. 4256.
- [112] *Cao H., Zhao Y., Ong H. et al.* Ultraviolet lasing in resonators formed by scattering in semiconductor polycrystalline films // *Appl. Phys. Lett.* — 1998. — Vol. 73, no. 25. — Pp. 3656–3658.
- [113] *Cao H., Zhao Y., Ho S. et al.* Random laser action in semiconductor powder // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 82, no. 11. — P. 2278.
- [114] *Andreasen J., Asatryan A., Botten L. et al.* Modes of random lasers // *Advances in Optics and Photonics*. — 2011. — Vol. 3, no. 1. — Pp. 88–127.
- [115] *Wu X., Fang W., Yamilov A. et al.* Random lasing in weakly scattering systems // *Phys. Rev. A*. — 2006. — Vol. 74, no. 5. — P. 053812.
- [116] *Cao H.* Lasing in random media // *Waves in random media*. — 2003. — Vol. 13, no. 3. — Pp. R1–R39.
- [117] *Cao H.* Review on latest developments in random lasers with coherent feedback // *J. Phys. - Math. Gen.* — 2005. — Vol. 38, no. 49. — P. 10497.
- [118] *Wiersma D. S.* The physics and applications of random lasers // *Nat. Phys.* — 2008. — Vol. 4, no. 5. — Pp. 359–367.
- [119] *Noginov M.*, Solid-state random lasers. — Springer, 2005. — Vol. 105.
- [120] *Cao H., Zhao Y., Liu X. et al.* Effect of external feedback on lasing in random media // *Appl. Phys. Lett.* — 1999. — Vol. 75, no. 9. — Pp. 1213–1215.

- [121] *Thareja R., Mitra A.* Random laser action in ZnO // *Appl. Phys. B.* — 2000. — Vol. 71, no. 2. — Pp. 181–184.
- [122] *Cao H., Xu J., Zhang D. et al.* Spatial confinement of laser light in active random media // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 84, no. 24. — Pp. 5584–5587.
- [123] *Cao H., Ling Y., Xu J. et al.* Photon statistics of random lasers with resonant feedback // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 86, no. 20. — P. 4524.
- [124] *Cao H., Zhao Y., Ong H., Chang R.* Far-field characteristics of random lasers // *Phys. Rev. B.* — 1999. — Vol. 59, no. 23. — P. 15107.
- [125] *Yu S., Yuen C., Lau S., Lee H.* Zinc oxide thin-film random lasers on silicon substrate // *Appl. Phys. Lett.* — 2004. — Vol. 84, no. 17. — Pp. 3244–3246.
- [126] *Chelnokov E., Bityurin N., Ozerov I., Marine W.* Two-photon pumped random laser in nanocrystalline ZnO // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 89, no. 17. — Pp. 171119–171119.
- [127] *Ma X., Chen P., Li D. et al.* Electrically pumped ZnO film ultraviolet random lasers on silicon substrate // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 91, no. 25. — Pp. 251109–251109.
- [128] *Li H., Yu S., Lau S., Leong E. S.* Simultaneous formation of visible and ultraviolet random lasings in ZnO films // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 89, no. 2. — Pp. 021110–021110.
- [129] *Huang M. H., Mao S., Feick H. et al.* Room-temperature ultraviolet nanowire nanolasers // *Science.* — 2001. — Vol. 292, no. 5523. — Pp. 1897–1899.
- [130] *Hsu H.-C., Wu C.-Y., Hsieh W.-F.* Stimulated emission and lasing of random-growth oriented ZnO nanowires // *J. Appl. Phys.* — 2005. — Vol. 97, no. 6. — Pp. 064315–064315.

- [131] *Lau S., Yang H., Yu S. et al.* Laser action in ZnO nanoneedles selectively grown on silicon and plastic substrates // *Appl. Phys. Lett.* — 2005. — Vol. 87, no. 1. — Pp. 013104–013104.
- [132] *Yang H., Lau S., Yu S. et al.* High-temperature random lasing in ZnO nanoneedles // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 89, no. 1. — Pp. 011103–011103.
- [133] *Wang C., Chen Y., Lin H. et al.* Enhancement of random lasing through fluorescence resonance energy transfer and light scattering mediated by nanoparticles // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — Vol. 97, no. 19. — Pp. 191104–191104.
- [134] *Noginov M., Zhu G., Fowlkes I., Bahoura M.* GaAs random laser // *Laser Phys. Lett.* — 2004. — Vol. 1, no. 6. — P. 291.
- [135] *Nakamura T., Takahashi T., Adachi S.* Temperature dependence of GaAs random laser characteristics // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81, no. 12. — P. 125324.
- [136] *Sakai M., Inose Y., Ema K. et al.* Random laser action in gan nanocolumns // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — Vol. 97, no. 15. — Pp. 151109–151109.
- [137] *Chang S.-P., Sou K.-P., Chen C.-H. et al.* Lasing action in gallium nitride quasicrystal nanorod arrays // *Opt. Express.* — 2012. — Vol. 20, no. 11. — Pp. 12457–12462.
- [138] *Yang H., Yu S., Lau S. et al.* Ultraviolet coherent random lasing in randomly assembled SnO nanowires // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — Vol. 94, no. 24. — Pp. 241121–241121.
- [139] *Yang H., Yu S., Liang H. et al.* High-temperature lasing characteristics of randomly assembled SnO backbone nanowires coated with ZnO nanofins // *J. Appl. Phys.* — 2009. — Vol. 106. — P. 123105.
- [140] *Yang H., Yu S., Yan J., Zhang L.* Random lasing action from randomly assembled ZnS nanosheets // *Nanoscale Res. Lett.* — 2010. — Vol. 5, no. 5. — Pp. 809–812.

- [141] *Anglos D., Stassinopoulos A., Das R. N. et al.* Random laser action in organic–inorganic nanocomposites // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2004. — Vol. 21, no. 1. — Pp. 208–213.
- [142] *Sha W., Liu C.-H., Alfano R.* Spectral and temporal measurements of laser action of Rhodamine 640 dye in strongly scattering media // *Opt. Lett.* — 1994. — Vol. 19, no. 23. — Pp. 1922–1924.
- [143] *Noginov M., Caulfield H., Noginova N., Venkateswarlu P.* Line narrowing in the dye solution with scattering centers // *Opt. Commun.* — 1995. — Vol. 118, no. 3. — Pp. 430–437.
- [144] *Siddique M., Alfano R., Berger G. et al.* Time-resolved studies of stimulated emission from colloidal dye solutions // *Opt. Lett.* — 1996. — Vol. 21, no. 7. — Pp. 450–452.
- [145] *Zacharakis G., Papadogiannis N. A., Filippidis G., Papazoglou T. G.* Photon statistics of laserlike emission from polymeric scattering gain media // *Opt. Lett.* — 2000. — Vol. 25, no. 12. — Pp. 923–925.
- [146] *Balachandran R., Pacheco D., Lawandy N.* Laser action in polymeric gain media containing scattering particles // *Appl. Opt.* — 1996. — Vol. 35, no. 4. — Pp. 640–643.
- [147] *Meng X., Fujita K., Zong Y. et al.* Random lasers with coherent feedback from highly transparent polymer films embedded with silver nanoparticles // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — Vol. 92, no. 20. — Pp. 201112–201112.
- [148] *Meng X., Fujita K., Murai S., Tanaka K.* Coherent random lasers in weakly scattering polymer films containing silver nanoparticles // *Phys. Rev. A.* — 2009. — Vol. 79, no. 5. — P. 053817.
- [149] *Frolov S., Gellermann W., Ozaki M. et al.* Cooperative emission in π -conjugated polymer thin films // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Vol. 78, no. 4. — P. 729.

- [150] *Frolov S., Shkunov M., Fujii A. et al.* Lasing and stimulated emission in π -conjugated polymers // *IEEE J. Quant. Electron.* — 2000. — Vol. 36, no. 1. — Pp. 2–11.
- [151] *Polson R., Chipouline A., Vardeny Z.* Random lasing in π -conjugated films and infiltrated opals // *Adv. Mater.* — 2001. — Vol. 13, no. 10. — Pp. 760–764.
- [152] *Polson R. C., Raikh M. E., Vardeny Z. V.* Universality in unintentional laser resonators in π -conjugated polymer films // *C. R. Phys.* — 2002. — Vol. 3, no. 4. — Pp. 509–521.
- [153] *Tulek A., Vardeny Z.* Studies of random laser action in π -conjugated polymers // *J. Opt.* — 2010. — Vol. 12, no. 2. — P. 024008.
- [154] *Polson R. C., Raikh M. E., Vardeny Z. V.* Universal properties of random lasers // *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* — 2003. — Vol. 9, no. 1. — Pp. 120–123.
- [155] *Wiersma D. S., Colocci M., Righini R., Aliev F.* Temperature-controlled light diffusion in random media // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 64, no. 14. — P. 144208.
- [156] *Wiersma D. S., Cavalieri S.* Temperature-controlled random laser action in liquid crystal infiltrated systems // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 66, no. 5. — P. 056612.
- [157] *Strangi G., Ferjani S., Barna V. et al.* Random lasing and weak localization of light in dye-doped nematic liquid crystals // *Opt. Express.* — 2006. — Vol. 14, no. 17. — Pp. 7737–7744.
- [158] *Ferjani S., Barna V., De Luca A. et al.* Thermal behavior of random lasing in dye doped nematic liquid crystals // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 89, no. 12. — Pp. 121109–121109.
- [159] *Song Q., Xiao S., Zhou X. et al.* Liquid-crystal-based tunable high-Q directional random laser from a planar random microcavity // *Opt. Lett.* — 2007. — Vol. 32, no. 4. — Pp. 373–375.

- [160] *Ferjani S., Sorriso-Valvo L., De Luca A. et al.* Statistical analysis of random lasing emission properties in nematic liquid crystals // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Vol. 78, no. 1. — P. 011707.
- [161] *Ferjani S., Barna V., De Luca A. et al.* Random lasing in freely suspended dye-doped nematic liquid crystals // *Opt. Lett.* — 2008. — Vol. 33, no. 6. — Pp. 557–559.
- [162] *Ferjani S., De Luca A., Barna V. et al.* Thermo-recurrent nematic random laser // *Opt. Express.* — 2009. — Vol. 17, no. 3. — Pp. 2042–2047.
- [163] *Song Q., Liu L., Xu L. et al.* Electrical tunable random laser emission from a liquid-crystal infiltrated disordered planar microcavity // *Opt. Lett.* — 2009. — Vol. 34, no. 3. — Pp. 298–300.
- [164] *Gottardo S., Cavalieri S., Yaroshchuk O., Wiersma D. S.* Quasi-two-dimensional diffusive random laser action // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93, no. 26. — P. 263901.
- [165] *Liu Y., Sun X., Elim H., Ji W.* Gain narrowing and random lasing from dye-doped polymer-dispersed liquid crystals with nanoscale liquid crystal droplets // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 89, no. 1. — Pp. 011111–011111.
- [166] *Chen C.-W., Jau H.-C., Wang C.-T. et al.* Random lasing in blue phase liquid crystals // *Opt. Express.* — 2012. — Vol. 20, no. 21. — Pp. 23978–23984.
- [167] *Lee C.-R., Lin J.-D., Huang B.-Y. et al.* All-optically controllable random laser based on a dye-doped liquid crystal added with a photoisomerizable dye // *Opt. Express.* — 2010. — Vol. 18, no. 25. — Pp. 25896–25905.
- [168] *Lee C., Lin S., Guo C. et al.* All-optically controllable random laser based on a dye-doped polymer-dispersed liquid crystal with nano-sized droplets // *Opt. Express.* — 2010. — Vol. 18, no. 3. — Pp. 2406–2412.

- [169] Yao F., Zhou W., Bian H. et al. Polarization and polarization control of random lasers from dye-doped nematic liquid crystals // *Opt. Lett.* — 2013. — Vol. 38, no. 9. — Pp. 1557–1559.
- [170] Li L., Deng L. Low threshold and coherent random lasing from dye-doped cholesteric liquid crystals using oriented cells // *Laser Phys.* — 2013. — Vol. 23, no. 8. — P. 085001.
- [171] Dice G., Mujumdar S., Elezzabi A. Plasmonically enhanced diffusive and subdiffusive metal nanoparticle-dye random laser // *Appl. Phys. Lett.* — 2005. — Vol. 86, no. 13. — Pp. 131105–131105.
- [172] Popov O., Zilbershtein A., Davidov D. Random lasing from dye-gold nanoparticles in polymer films: enhanced gain at the surface-plasmon-resonance wavelength // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 89, no. 19. — Pp. 191116–191116.
- [173] Polson R. C., Vardeny Z. V. Random lasing in human tissues // *Appl. Phys. Lett.* — 2004. — Vol. 85, no. 7. — Pp. 1289–1291.
- [174] Song Q., Xiao S., Xu Z. et al. Random lasing in bone tissue // *Opt. Lett.* — 2010. — Vol. 35, no. 9. — Pp. 1425–1427.
- [175] Polson R., Vardeny Z. Organic random lasers in the weak-scattering regime // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71, no. 4. — P. 045205.
- [176] Sorokina I., Sorokin E., Shcherbitsky V. G. et al. Room-temperature lasing in nanocrystalline Cr²⁺: ZnSe random laser // OSA Trends in Optics and Photonics, Advanced Solid-State Photonics / Optical Society of America. — Vol. 94. — 2004. — Pp. 376–380.
- [177] Kim C., Martyshkin D., Fedorov V. et al. Mid-infrared Cr²⁺:ZnSe random powder lasers // *Opt. Express.* — 2008. — Vol. 16, no. 7. — Pp. 4952–4959.
- [178] Froufe-Pérez L. S., Guerin W., Carminati R., Kaiser R. Threshold of a random laser with cold atoms // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 102, no. 17. — P. 173903.

- [179] *Baudouin Q., Mercadier N., Guarrera V. et al.* A cold-atom random laser // *Nat. Phys.* — 2013. — Vol. 9, no. 6. — Pp. 357–360.
- [180] *Mumma M. J., Buhl D., Chin G. et al.* Discovery of natural gain amplification in the 10-micrometer carbon dioxide laser bands on mars: a natural laser // *Science.* — 1981. — Vol. 212, no. 4490. — Pp. 45–49.
- [181] *Ghofraniha N., Viola I., Maria F. D. et al.* Random laser from engineered nanostructures obtained by surface tension driven lithography // *Laser & Photonics Reviews.* — 2013.
- [182] *Viola I., Ghofraniha N., Zacheo A. et al.* Random laser emission from a paper-based device // *J. Mater. Chem. C.* — 2013. — Vol. 1, no. 48. — Pp. 8128–8133.
- [183] *Ghofraniha N., Viola I., Zacheo A. et al.* Transition from nonresonant to resonant random lasers by the geometrical confinement of disorder // *Opt. Lett.* — 2013. — Vol. 38, no. 23. — Pp. 5043–5046.
- [184] *Shivakiran Bhaktha B., Bachelard N., Noblin X., Sebbah P.* Optofluidic random laser // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — Vol. 101, no. 15. — Pp. 151101–151101.
- [185] *Folli V., Puglisi A., Leuzzi L., Conti C.* Shaken granular lasers // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108, no. 24. — P. 248002.
- [186] *Folli V., Ghofraniha N., Puglisi A. et al.* Time-resolved dynamics of granular matter by random laser emission // *Scientific reports.* — 2013. — Vol. 3.
- [187] *Bachelard N., Andreasen J., Gigan S., Sebbah P.* Taming random lasers through active spatial control of the pump // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 109, no. 3. — P. 033903.
- [188] *Bachelard N., Gigan S., Noblin X., Sebbah P.* Adaptive pumping for spectral control of random lasers // *Nature Physics.* — 2014. — Vol. 10, no. 6. — Pp. 426–431.

- [189] *Babin S., Churkin D., Podivilov E.* Intensity interactions in cascades of a two-stage Raman fiber laser // *Optics communications.* — 2003. — Vol. 226, no. 1. — Pp. 329–335.
- [190] *Babin S., Churkin D., Kablukov S., Podivilov E.* Raman gain saturation at high pump and Stokes powers // *Optics express.* — 2005. — Vol. 13, no. 16. — Pp. 6079–6084.
- [191] *Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I., Podivilov E. V.* Homogeneous Raman gain saturation at high pump and Stokes powers // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2006. — Vol. 23, no. 8. — Pp. 1524–1530.
- [192] *Vatnik I., Gorbunov O., Churkin D.* Narrow-band generation and mode correlations in a short Raman fibre laser // *Laser Physics.* — 2014. — Vol. 24, no. 2. — P. 025103.
- [193] *Babin S., Churkin D., Fotiadi A. et al.* Relative intensity noise in cascaded Raman fiber lasers // *Photonics Technology Letters, IEEE.* — 2005. — Vol. 17, no. 12. — Pp. 2553–2555.
- [194] *Babin S., Churkin D., Ismagulov A. et al.* Spectral broadening in Raman fiber lasers // *Optics letters.* — 2006. — Vol. 31, no. 20. — Pp. 3007–3009.
- [195] *Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.* Broadening of the intracavity and output spectra of a Raman fiber laser with a low-Q cavity // *Laser Physisc.* — 2007. — Vol. 17, no. 11. — Pp. 1279–1285.
- [196] *Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.* Four-wave-mixing-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2007. — Vol. 24, no. 8. — Pp. 1729–1738.
- [197] *Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.* Turbulence-induced square-root broadening of the Raman fiber laser output spectrum // *Optics Letters.* — 2008. — Vol. 33, no. 6. — Pp. 633–635.
- [198] *Churkin D. V., Smirnov S. V., Podivilov E. V.* Statistical properties of partially coherent CW fiber lasers // *Optics letters.* — 2010. — Vol. 35, no. 19. — Pp. 3288–3290.

- [199] *Turitsyn S., Babin S., Turitsyna E. et al.* Optical wave turbulence // *Advances in Wave Turbulence* / Ed. by V. Shrira, S. Nazarenko. — World Scientific Publishing, 2013. — Pp. 113–164.
- [200] *Turitsyna E., Smirnov S., Sugavanam S. et al.* The laminar-turbulent transition in a fibre laser // *Nature Photonics*. — 2013. — Vol. 7, no. 10. — Pp. 783–786.
- [201] *Turitsyn S. K., Ania-Castañón J. D., Babin S. et al.* 270-km ultra-long Raman fiber laser // *Physical review letters*. — 2009. — Vol. 103, no. 13. — P. 133901.
- [202] *Turitsyn S. K., Babin S. A., El-Taher A. E. et al.* Random distributed feedback fibre laser // *Nature Photonics*. — 2010. — Vol. 4, no. 4. — Pp. 231–235.
- [203] *Churkin D. V., Babin S. A., El-Taher A. E. et al.* Raman fiber lasers with a random distributed feedback based on Rayleigh scattering // *Phys. Rev. A*. — 2010. — Vol. 82, no. 3. — P. 033828.
- [204] *Churkin D. V., El-Taher A. E., Vatnik I. D. et al.* Experimental and theoretical study of longitudinal power distribution in a random dfb fiber laser // *Optics express*. — 2012. — Vol. 20, no. 10. — Pp. 11178–11188.
- [205] *Turitsyn S. K., Babin S. A., Churkin D. V. et al.* Random distributed feedback fibre lasers // *Physics Reports*. — 2014. — Vol. 542, no. 2. — Pp. 133–193.
- [206] *El-Taher A. E., Harper P., Babin S. A. et al.* Effect of Rayleigh-scattering distributed feedback on multiwavelength Raman fiber laser generation // *Optics Letters*. — 2011. — Vol. 36, no. 2. — Pp. 130–132.
- [207] *Sugavanam S., Tarasov N., Shu X., Churkin D. V.* Narrow-band generation in random distributed feedback fiber laser // *Optics express*. — 2013. — Vol. 21, no. 14. — Pp. 16466–16472.

- [208] *Sugavanam S., Yan Z., Kamynin V. et al.* Multiwavelength generation in a random distributed feedback fiber laser using an all fiber lyot filter // *Optics express*. — 2014. — Vol. 22, no. 3. — Pp. 2839–2844.
- [209] *Babin S., Churkin D., Podivilov E., Kurkov A.* Spectral broadening and intensity interactions in cascades of a raman fiber laser: Analytical model and experimental test. // *Optical Fiber Communication Conference / Optical Society of America*. — 2004. — P. WB6.
- [210] *Babin S., Churkin D., Kablukov I., Podivilov E.* Homogeneous raman gain saturation at high pump and stokes powers in a phosphosilicate fiber // *Proc. of SPIE*. — Vol. 6612. — 2006. — Pp. 661204–11.
- [211] *Бабин С. А., Исмагулов А. Е., Каблукнов С. et al.* Турбулентное уширение внутриврезонаторного и выходного спектра волоконного ВКР-лазера // *Труды Всероссийской конференции по волоконной оптике*. — 2007. — Pp. 97–98.
- [212] *Babin S., Churkin D., Ismagulov A. et al.* Turbulence-induced raman fiber laser output spectrum formation and broadening [6725-32] // *Proc. SPIE / International Society for Optical Engineering*. — Vol. 6725. — 2007. — Pp. 67251G–10.
- [213] *Бабин С. А., Исмагулов А. Е., Каблукнов С. et al.* Турбулентное уширение выходного спектра волоконного ВКР-лазера // *Труды Российского семинара по волоконным лазерам*. — 2007. — Pp. 57–58.
- [214] *Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.* Square-root spectral broadening in low-q cavity raman fiber lasers // *International Laser Physics Workshop*. — 2007. — P. 276.
- [215] *Babin S. A., Churkin D. V., Podivilov E. V.* Weak wave turbulence in fiber lasers and systems // *International conference on Laser Optics*. — 2008. — Pp. WeR3–08.
- [216] *Babin S., Churkin D., Ismagulov A. et al.* Square-root law of

- turbulence-induced spectral broadening in raman fiber lasers // Proc. of SPIE. — Vol. 6873. — 2008. — Pp. 68731O–8.
- [217] *Babin S., El-Taher A., Harper P. et al.* Ultra-long raman laser with a feedback based on the rayleigh scattering // European Conference on Lasers and Electro-Optics / IEEE. — 2009. — P. CJ5.6.THU.
- [218] *Churkin D., Turitsyn S. K., Babin S. A. et al.* Random distributed feedback fibre lasers // International conference on Laser Optics. — 2010. — Pp. ThW–3.
- [219] *Churkin D.* Advanced workshop on anderson localization, nonlinearity and turbulence: a cross-fertilization // Advanced Workshop on Anderson Localization, Nonlinearity and Turbulence: a Cross-Fertilization. — 2010.
- [220] *El-Taher A., Churkin D., Harper P. et al.* Multi-wavelength ultra-long raman fibre laser based on rayleigh-scattering feedback // European Conference Optical Communication / IEEE. — 2010. — P. P1.21.
- [221] *El-Taher A., Harper P., Babin S. et al.* Effect of rayleigh-scattering distributed feedback on multiwavelength raman fiber laser generation // Proc. SPIE / International Society for Optics and Photonics. — Vol. 7914. — 2011. — Pp. 791433–791433–6.
- [222] *Churkin D. V., Smirnov S. V., Podivilov E. V.* Statistical properties of partially coherent cw fiber lasers // Proc. of SPIE. — Vol. 7917. — 2011. — Pp. 79171X–1.
- [223] *Churkin D., Gorbunov O., Smirnov S.* Control of spectral and statistical properties of raman fiber lasers // European Conference on Lasers and Electro-Optics / Optical Society of America. — 2011. — P. CJ.P25.
- [224] *Churkin D., El-Taher A., Vatnik I. et al.* Longitudinal distribution of generated power in random distributed feedback fiber lasers // Optical Fiber Communication Conference. — 2012. — P. JW2A.34.

- [225] *Churkin D. V., El-Taher A., Vatnik I. et al.* Longitudinal power distribution in a random dfb fiber laser // Nonlinear Photonics / Optical Society of America. — 2012. — Pp. NW1C-4.
- [226] *Churkin D.* Four-wave-mixing and optical wave turbulence in fiber lasers // SIAM Conference on Nonlinear Waves and Coherent Structures. — 2012.
- [227] *Чуркин Д. В., Смирнов С. В., Горбунов О. А. et al.* Ламинарный и турбулентный режим генерации в непрерывных волоконных лазерах // Труды Российского семинара по волоконным лазерам. — 2012. — Pp. 159–160.
- [228] *Sugavanam S., Tarasov N., Churkin D., Turitsyn S. K.* Narrow-band radiation in the random distributed feedback fiber laser // European Conference and Exhibition on Optical Communication / Optical Society of America. — 2012. — Pp. P7-01.
- [229] *Sugavanam S., Tarasov N., Churkin D. V., Turitsyn S. K.* Narrow-band random dfb fiber laser // Annual Symposium of the IEEE/LEOS Benelux Chapter, 2012 / IEEE-LEOS. — 2012. — Pp. 337–340.
- [230] *Churkin D. V., El-Taher A. E., Vatnik I. D. et al.* Longitudinal power distribution in random dfb raman fiber laser // Annual Symposium of the IEEE/LEOS Benelux Chapter, 2012 / IEEE-LEOS. — 2012. — Pp. 333–336.
- [231] *Churkin D.* Laminar-turbulent transition in fibre laser // Advanced Workshop on Nonlinear Photonics, Disorder and Wave Turbulence. — 2013.
- [232] *Sugavanam S., Yan Z., Kamynin V. et al.* Lyot-filter-based multi-wavelength random distributed feedback fiber laser // Proc. SPIE, Photonics Europe / International Society for Optics and Photonics. — Vol. 9135. — 2014. — Pp. 91351C–91351C–6.
- [233] *Vatnik I., Gorbunov O., Churkin D.* Nonlinear mixing and mode corre-

- lations in a short raman fiber laser // Proc. SPIE, Photonics Europe. — Vol. 9136. — 2014. — Pp. 913612–913612–6.
- [234] *Churkin D.* Laminar-turbulent transition in fibre laser // EuroMech EC565 Colloquium on Subcritical transition to turbulence. — 2014. — P. 19.
- [235] *Churkin D.* Laminar-turbulent transition in fibre laser // International Workshop “Rogue waves, dissipative solitons, plasmonics, supercontinuum and special fibers”. — 2014. — P. 38.
- [236] *Agrawal G. P.*, Fiber-Optic Communication Systems. — John Willey and Sons, inc., 1997.
- [237] *Stolen R. H., Gordon J. P., Tomlinson W. J., Haus H. A.* Raman response function of silica-core fibers // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — Vol. 6. — Pp. 1159–1166.
- [238] *Stolen R. H.* Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers // *IEEE Journ. Quant. Electr.* — 1979. — Vol. QE-15, no. 10. — Pp. 1157–1160.
- [239] *Vareille G., Audouin O., Desurvire E.* Numerical optimisation of power conversion efficiency in 1480 nm multi-Stokes Raman fibre lasers // *El. Lett.* — 1998. — Vol. 34, no. 7. — Pp. 675–676.
- [240] *Han Y.-G., Moon D. S., Chung Y., Lee B.* Flexibly tunable multiwavelength Raman fiber laser based on symmetrical bending method // *Opt. Express.* — 2005. — Vol. 13, no. 17. — Pp. 6330–6335.
- [241] *Han Y.-G., Lee S. B., Moon D. S., Chung Y.* Investigation of a multi-wavelength raman fiber laser based on few-mode fiber bragg gratings // *Optics letters.* — 2005. — Vol. 30, no. 17. — Pp. 2200–2202.
- [242] *Krause M., Renner H.* Double-cavity Raman fibre lasers with suppressed pump-to-Stokes transfer of low-frequency RIN // *El. Lett.* — 2004. — Vol. 40, no. 11.

- [243] *Krause M., Renner H.* Theory and design of double-cavity Raman fiber lasers // *Journ. Light. Techn.* — 2005. — Vol. 23, no. 8. — Pp. 2474–2483.
- [244] *Aube M., Burgoyne B., Godbout N., Lacroix S.* Raman fiber laser using spectrally shaped multi-wavelength fiber loop mirrors // Conference on Lasers and Electro-Optics. — 2005. — Pp. 671–673.
- [245] *Chernikov S. V., Zhu Y., Kashyap R., Taylor J. R.* High-gain, monolithic, cascaded fibre Raman amplifier operating at 1.3 μm // *El. Lett.* — 1995. — Vol. 31, no. 6. — Pp. 472–473.
- [246] *Chernikov S., Platonov N., Gapontsev D. et al.* Raman fibre laser operating at 1.24 μm // *Electronics Letters.* — 1998. — Vol. 34, no. 7. — Pp. 680–681.
- [247] *Chang D. I., Chernikov S. V., Guy M. J. et al.* Efficient cascaded Raman generation and signal amplification at 1.3 μm in GeO_2 -doped single-mode fibre // *Opt. Comm.* — 1997. — Vol. 142. — Pp. 289–293.
- [248] *Baek S. H., Roh W. B.* Single-mode Raman fiber laser based on a multimode fiber // *Opt. Lett.* — 2004. — Vol. 29, no. 2. — Pp. 153–155.
- [249] *Jang J. N., Jeong Y., Sahu J. K. et al.* Cladding-pumped continuous-wave Raman fiber laser // Conference on Lasers and Electro-Optics. — 2003. — P. paper CWL1.
- [250] *Auyeung J., Yariv A.* Theory of CW Raman oscillation in optical fibers // *J. Opt. Soc. Am.* — 1979. — Vol. 69, no. 6. — Pp. 803–807.
- [251] *Буфетов И. А., Дуанов Е. М.* Простая аналитическая модель непрерывного многокаскадного ВКР-лазера на волоконном световоде // *Кв. электр.* — 2000. — Vol. 30, no. 10. — Pp. 873–877.
- [252] *Walrafen G. E., Krishnan P. N.* Model analysis of the Raman spectrum from fused silica optical fibers // *Appl. Opt.* — 1982. — Vol. 21, no. 3. — Pp. 359–360.

- [253] *Hollenbeck D., Cantrell C. D.* Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2002. — Vol. 19, no. 12. — Pp. 2886–2892.
- [254] *Suzuki K., Nakazawa M.* Raman amplification in a p_2O_5 -doped optical fiber // *Opt. Lett.* — 1988. — Vol. 13, no. 8. — Pp. 666–668.
- [255] *Peng P.-C., Tseng H.-Y., Chi S.* Long-distance fbg sensor system using a linear-cavity fiber raman laser scheme // *Photonics Technology Letters, IEEE.* — 2004. — Vol. 16, no. 2. — Pp. 575–577.
- [256] *Han Y.-G., Lee J. H., Kim S. H., Lee S. B.* Tunable multi-wavelength Raman fibre laser based on fibre Bragg grating cavity with PMF Lyot-Sagnac filter // *El. Lett.* — 2004. — Vol. 40, no. 23.
- [257] *Wang Y., Po H.* Impacts of cavity losses on cw raman fiber lasers // *Optical Engineering.* — 2003. — Vol. 42, no. 10. — Pp. 2872–2879.
- [258] *Newbury N. R.* Raman gain: pump-wavelength dependence in single-mode fiber // *Opt. Lett.* — 2002. — Vol. 27, no. 14. — Pp. 1232–1234.
- [259] *Jang J. K., Erkintalo M., Murdoch S. G., Coen S.* Ultraweak long-range interactions of solitons observed over astronomical distances // *Nature Photonics.* — 2013. — Vol. 7, no. 8. — Pp. 657–663.
- [260] *Chouli S., Grellu P.* Rains of solitons in a fiber laser // *Optics express.* — 2009. — Vol. 17, no. 14. — Pp. 11776–11781.
- [261] *Chouli S., Grellu P.* Soliton rains in a fiber laser: An experimental study // *Physical Review A.* — 2010. — Vol. 81, no. 6. — P. 063829.
- [262] *Dudley J. M., Genty G., Coen S.* Supercontinuum generation in photonic crystal fiber // *Reviews of modern physics.* — 2006. — Vol. 78, no. 4. — P. 1135.
- [263] *Lin Q., Painter O. J., Agrawal G. P.* Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications // *Optics Express.* — 2007. — Vol. 15, no. 25. — Pp. 16604–16644.

- [264] *Grelet P., Soto-Crespo J.* Temporal soliton “molecules” in mode-locked lasers: Collisions, pulsations, and vibrations // *Dissipative solitons: from optics to biology and medicine.* — Springer, 2008. — Pp. 1–37.
- [265] *Kibler B., Fatome J., Finot C. et al.* The peregrine soliton in nonlinear fibre optics // *Nature Physics.* — 2010. — Vol. 6, no. 10. — Pp. 790–795.
- [266] *Erkintalo M., Xu Y., Murdoch S. et al.* Cascaded phase matching and nonlinear symmetry breaking in fiber frequency combs // *Physical review letters.* — 2012. — Vol. 109, no. 22. — P. 223904.
- [267] *Leo F., Gelens L., Emplit P. et al.* Dynamics of one-dimensional kerr cavity solitons // *Optics express.* — 2013. — Vol. 21, no. 7. — Pp. 9180–9191.
- [268] *Yulin A., Driben R., Malomed B., Skryabin D.* Soliton interaction mediated by cascaded four wave mixing with dispersive waves // *Optics express.* — 2013. — Vol. 21, no. 12. — Pp. 14481–14486.
- [269] *Demircan A., Amiranashvili S., Brée C. et al.* Rogue events in the group velocity horizon // *Scientific reports.* — 2012. — Vol. 2.
- [270] *Kelleher E., Travers J.* Chirped pulse formation dynamics in ultra-long mode-locked fiber lasers // *Optics letters.* — 2014. — Vol. 39, no. 6. — Pp. 1398–1401.
- [271] *Doutté A., Suret P., Randoux S.* Influence of light polarization on dynamics of continuous-wave-pumped raman fiber lasers // *Optics letters.* — 2003. — Vol. 28, no. 24. — Pp. 2464–2466.
- [272] *Krause M., Cierullies S., Renner H., Brinkmeyer E.* Pump-to-stokes rin transfer in raman fiber lasers and its impact on the performance of co-pumped raman amplifiers // *Optics communications.* — 2006. — Vol. 260, no. 2. — Pp. 656–661.
- [273] *Zhang W., Wang Y., Peng J., Liu X.* Broadband high power continuous wave fiber raman source and its applications // *Optics communications.* — 2004. — Vol. 231, no. 1. — Pp. 371–374.

- [274] Wang Y., Zhang W., Wang Q. et al. Broadband source generated by stimulated raman scattering and four-wave mixing in a highly nonlinear optical fiber ring cavity // *Optics letters*. — 2004. — Vol. 29, no. 8. — Pp. 842–844.
- [275] Bednyakova A., Gorbunov O., Politko M. et al. Generation dynamics of the narrowband yb-doped fiber laser // *Optics express*. — 2013. — Vol. 21, no. 7. — Pp. 8177–8182.
- [276] Selvas R., Sahu J., Fu L. et al. High-power, low-noise, yb-doped, cladding-pumped, three-level fiber sources at 980nm // *Optics letters*. — 2003. — Vol. 28, no. 13. — Pp. 1093–1095.
- [277] Mermelstein M., Headley C., Bouteiller J.-C. et al. Configurable three-wavelength raman fiber laser for raman amplification and dynamic gain flattening // *Photonics Technology Letters, IEEE*. — 2001. — Vol. 13, no. 12. — Pp. 1286–1288.
- [278] Mermelstein M., Brar K., Headley C. Rin transfer suppression technique for dual-order raman pumping schemes // *Photonics Technology Letters, IEEE*. — 2003. — Vol. 15, no. 10. — Pp. 1354–1356.
- [279] Reed W. A., Coughran W. C., Grubb S. G. Numerical modeling of cascaded cw Raman fiber amplifiers and lasers // Proc. of Optical Fiber Communications Conference. — 1995. — Pp. 107–108, paper WD1.
- [280] Bertoni A. Analysis of the efficiency of a third order cascaded Raman laser operating at the wavelength of 1.24 μm // *Opt. Quant. Electr.* — 1997. — Vol. 29. — Pp. 1047–1058.
- [281] Peschel U., Shipulin A., Onishukov G., Lederer F. Optimization of a Raman frequency converter based on highly Ge-doped fiber // Conference on Lasers and Electro-Optics. — 1996. — Pp. 204, paper CWG3.
- [282] Rini M., Cristiani I., Degiorgio V. Numerical modelling and optimization of cascaded CW Raman fiber lasers // *IEEE Journ. Quant. Electr.* — 2000. — Vol. 36, no. 10. — Pp. 1117–1122.

- [283] *Cierullies S., Renner H., Brinkmeyer E.* Numerical optimization of multi-wavelength and cascaded Raman fiber lasers // *Opt. Comm.* — 2003. — Vol. 217. — Pp. 233–238.
- [284] *Wang Y., Po H.* Characteristics of fibre Bragg gratings and influences on high-power Raman fibre lasers // *Meas. Sci. Technol.* — 2003. — Vol. 14. — Pp. 883–891.
- [285] *Krause M., Cierullies S., Renner H.* Stabilizing effect of line broadening in Raman fiber lasers // *Opt. Comm.* — 2003. — Vol. 227. — Pp. 355–361.
- [286] *Burgoyne B., Godbout N., Lacroix S.* Theoretical analysis of nth-order cascaded continuous-wave Raman fiber lasers. i. model and resolution // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2005. — Vol. 22, no. 4. — Pp. 764–771.
- [287] *Bouteiller J.-C.* Linewidth predictions for Raman fibre lasers // *El. Lett.* — 2003. — Vol. 39, no. 21.
- [288] *Vanholsbeeck F., Coen S., Emplit P. et al.* Numerical modeling of a four-wave-mixing-assisted Raman fiber laser // *Opt. Lett.* — 2004. — Vol. 29, no. 23. — Pp. 2719–2721.
- [289] *Roy V., Piche M., Babin F., Schinn G.* Nonlinear wave mixing in a multilongitudinal-mode erbium-doped fiber laser // *Optics express.* — 2005. — Vol. 13, no. 18. — Pp. 6791–6797.
- [290] *Travers J. C., Popov S. V., Taylor J. R.* A new model for cw supercontinuum generation // Conference on Lasers and Electro-Optics. — 2008. — P. CFC2.
- [291] *Dalloz N., Randoux S., Suret P.* Influence of dispersion of fiber bragg grating mirrors on formation of optical power spectrum in raman fiber lasers // *Optics letters.* — 2010. — Vol. 35, no. 15. — Pp. 2505–2507.
- [292] *Turitsyna E. G., Turitsyn S. K., Mezentsev V. K.* Numerical investigation of the impact of reflectors on spectral performance of raman fibre laser // *Optics express.* — 2010. — Vol. 18, no. 5. — Pp. 4469–4477.

- [293] *Turitsyn S. K., Bednyakova A. E., Fedoruk M. P. et al.* Modeling of CW Yb-doped fiber lasers with highly nonlinear cavity dynamics // *Opt. Express.* — 2011. — Vol. 19, no. 9. — Pp. 8394–8405.
- [294] *Fotiadi A. A., Kiyan R. V.* Cooperative stimulated brillouin and rayleigh backscattering process in optical fiber // *Optics letters.* — 1998. — Vol. 23, no. 23. — Pp. 1805–1807.
- [295] *Kobtsev S., Smirnov S.* Modelling of high-power supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion shifted fibers at cw pump // *Optics Express.* — 2005. — Vol. 13, no. 18. — Pp. 6912–6918.
- [296] *Mussot A., Lantz E., Maillotte H. et al.* Spectral broadening of a partially coherent cw laser beam in single-mode optical fibers // *Optics express.* — 2004. — Vol. 12, no. 13. — Pp. 2838–2843.
- [297] *Frosz M. H., Bang O., Bjarklev A.* Soliton collision and raman gain regimes in continuous-wave pumped supercontinuum generation // *Optics express.* — 2006. — Vol. 14, no. 20. — Pp. 9391–9407.
- [298] *Barviau B., Randoux S., Suret P.* Spectral broadening of a multi-mode continuous-wave optical field propagating in the normal dispersion regime of a fiber // *Optics letters.* — 2006. — Vol. 31, no. 11. — Pp. 1696–1698.
- [299] *Agrawal G. P.,* Nonlinear fiber optics. — Academic press, 2007.
- [300] *Churkin D., Smirnov S.* Numerical modelling of spectral, temporal and statistical properties of Raman fiber lasers // *Optics Communications.* — 2012. — Vol. 285, no. 8. — Pp. 2154–2160.
- [301] *Smith R. G.* Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering // *Appl. Opt.* — 1972. — Vol. 11, no. 11. — Pp. 2489–2494.
- [302] *Randoux S., Dalloz N., Suret P.* Intracavity changes in the field statistics of Raman fiber lasers // *Opt. Lett.* — 2011. — Vol. 36, no. 6. — Pp. 790–792.

- [303] *Suret P., Walczak P., Randoux S.* Transient buildup of the optical power spectrum in Raman fiber lasers // *Opt. Express.* — 2013. — Vol. 21, no. 2. — Pp. 2331–2336.
- [304] *Бабин С. А., Исмагулов А. Е., Каблукое С. et al.* Исследование рассеяния Мандельштама-Бриллюэна в фосфоросиликатном волокне и его влияния на генерацию ВКР-лазера // *Кв. электр.* — 2007. — Vol. 37, no. 5. — Pp. 495–499.
- [305] *Lepplingard F. E., Borne S., Martinelli C. et al.* Fwm-assisted raman laser for second-order raman pumping // *Optical Fiber Communication Conference / Optical Society of America.* — 2003. — P. ThB4.
- [306] *Wang Q., Wang Y., Zhang W. et al.* Inhomogeneous loss mechanism in multiwavelength fiber raman ring lasers // *Optics letters.* — 2005. — Vol. 30, no. 9. — Pp. 952–954.
- [307] *Roy V., Piche M., Babin F., Schinn G.* Nonlinear wave mixing in a multilongitudinal-mode erbium-doped fiber laser // *Optics express.* — 2005. — Vol. 13, no. 18. — Pp. 6791–6797.
- [308] *Dianov E., Bufetov I., Bubnov M. et al.* Three-cascaded 1407-nm raman laser based on phosphorus-doped silica fiber // *Optics letters.* — 2000. — Vol. 25, no. 6. — Pp. 402–404.
- [309] *Агравал Г., Мамышев П. В., Черников С. В.,* Нелинейная волоконная оптика. — Мир М., 1996.
- [310] *Kablukov S., Zlobina E., Podivilov E., Babin S.* Output spectrum of yb-doped fiber lasers // *Optics letters.* — 2012. — Vol. 37, no. 13. — Pp. 2508–2510.
- [311] *Shi J., ul Alam S., Ibsen M.* Sub-watt threshold, kilohertz-linewidth Raman distributed-feedback fiber laser // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 9. — Pp. 1544–1546.
- [312] *Shi J., Alam S.-u., Ibsen M.* Sub-watt threshold, kilohertz-linewidth raman distributed-feedback fiber laser // *Optics letters.* — 2012. — Vol. 37, no. 9. — Pp. 1544–1546.

- [313] Бабин С. А., Курков А. С., Потапов В. В., Чуржин Д. В. Влияние изменения температуры брэгговских решеток на спектральные характеристики волоконного ВКР-лазера // *Квантовая электроника*. — 2003. — Vol. 33, no. 12. — Pp. 1096–1100.
- [314] Wang Q., Liu X., Xing L. et al. Experimental investigation of an inhomogeneous loss and its influence on multiwavelength fiber lasers // *Optics letters*. — 2005. — Vol. 30, no. 22. — Pp. 3033–3035.
- [315] Atmanspacher H., Scheingraber H. Deterministic chaos and dynamical instabilities in a multimode cw dye laser // *Physical Review A*. — 1986. — Vol. 34, no. 1. — P. 253.
- [316] McMackin I., Radzewicz C., Beck M., Raymer M. Instabilities and chaos in a multimode, standing-wave, cw dye laser // *Physical Review A*. — 1988. — Vol. 38, no. 2. — P. 820.
- [317] Sierks J., Latz T., Baev V., Toschek P. Dynamics of a cw multimode dye laser // *Physical Review A*. — 1998. — Vol. 57, no. 3. — P. 2186.
- [318] Kovalenko S., Semin S., Toptygin D. Influence of the raman mode interaction on the lasing kinetics of a wide-band ring laser // *Soviet Journal of Quantum Electronics*. — 1991. — Vol. 21, no. 4. — P. 407.
- [319] Shen Y. Electrostriction, optical kerr effect and self-focusing of laser beams // *Physics Letters*. — 1966. — Vol. 20, no. 4. — Pp. 378–380.
- [320] Peters B., Hünkemeier J., Baev V. M., Khanin Y. I. Low-frequency dynamics of a nd-doped glass laser // *Physical Review A*. — 2001. — Vol. 64, no. 2. — P. 023816.
- [321] Baer T. Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled nd: Yag lasers // *JOSA B*. — 1986. — Vol. 3, no. 9. — Pp. 1175–1180.
- [322] Huebner U., Abraham N., Weiss C. Dimensions and entropies of chaotic intensity pulsations in a single-mode far-infrared nh 3 laser // *Physical Review A*. — 1989. — Vol. 40, no. 11. — P. 6354.

- [323] *Abraham N., Lugiato L., Narducci L.* Overview of instabilities in laser systems // *JOSA B.* — 1985. — Vol. 2, no. 1. — Pp. 7–14.
- [324] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.*, Теоретическая физика. Том 6. Гидродинамика. — 1986.
- [325] *Avila K., Moxey D., de Lozar A. et al.* The onset of turbulence in pipe flow // *Science.* — 2011. — Vol. 333, no. 6039. — Pp. 192–196.
- [326] *Cross M. C., Hohenberg P. C.* Pattern formation outside of equilibrium // *Reviews of modern physics.* — 1993. — Vol. 65, no. 3. — P. 851.
- [327] *Shats M., Xia H., Punzmann H.* Parametrically excited water surface ripples as ensembles of oscillons // *Physical review letters.* — 2012. — Vol. 108, no. 3. — P. 034502.
- [328] *Du Y., Karniadakis G. E.* Suppressing wall turbulence by means of a transverse traveling wave // *Science.* — 2000. — Vol. 288, no. 5469. — Pp. 1230–1234.
- [329] *Hof B., van Doorne C. W., Westerweel J. et al.* Experimental observation of nonlinear traveling waves in turbulent pipe flow // *Science.* — 2004. — Vol. 305, no. 5690. — Pp. 1594–1598.
- [330] *Shrira V., Nazarenko S.*, Advances in wave turbulence. — World Scientific, 2013.
- [331] *Laurie J., Bortolozzo U., Nazarenko S., Residori S.* One-dimensional optical wave turbulence: Experiment and theory // *Phys. Rep.* — 2012. — Vol. 514, no. 4. — Pp. 121–175.
- [332] *Randoux S., Walczak P., Onorato M., Suret P.* Intermittency in integrable turbulence // *Physical Review Letters.* — 2014. — Vol. 113, no. 11. — P. 113902.
- [333] *Turitsyna E. G., Falkovich G., Mezentsev V. K., Turitsyn S. K.* Optical turbulence and spectral condensate in long-fiber lasers // *Physical Review A.* — 2009. — Vol. 80, no. 3. — P. 031804.

- [334] *Turitsyna E., Falkovich G., El-Taher A. et al.* Optical turbulence and spectral condensate in long fibre lasers // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science.* — 2012. — Vol. 468, no. 2145. — Pp. 2496–2508.
- [335] *Klaers J., Schmitt J., Vewinger F., Weitz M.* Bose-einstein condensation of photons in an optical microcavity // *Nature.* — 2010. — Vol. 468, no. 7323. — Pp. 545–548.
- [336] *Kringlebotn J., Archambault J.-L., Reekie L., Payne D.* Er³⁺:Yb³⁺-codoped fiber distributed-feedback laser // *Optics Letters.* — 1994. — Vol. 19, no. 24. — Pp. 2101–2103.
- [337] *Mandel L., Wolf E.,* Optical coherence and quantum optics. — Cambridge university press, 1995.
- [338] *Trebbino R.,* Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses. — Springer, 2000. — Vol. 1.
- [339] *Kibler B., Fatome J., Finot C. et al.* Observation of kuznetsov-ma soliton dynamics in optical fibre // *Scientific reports.* — 2012. — Vol. 2.
- [340] *Okhotnikov O. G.,* Fiber lasers. — John Wiley & Sons, 2012.
- [341] *Babin S. A., Karalekas V., Podivilov E. V. et al.* Turbulent broadening of optical spectra in ultralong Raman fiber lasers // *Phys. Rev. A.* — 2008. — Vol. 77, no. 3. — P. 033803.
- [342] *Bogolubov N.* On the theory of superfluidity // *Journal of Physics.* — 1966. — Vol. 11. — Pp. 23–29.
- [343] *Kivshar Y. S., Luther-Davies B.* Dark optical solitons: physics and applications // *Physics Reports.* — 1998. — Vol. 298, no. 2. — Pp. 81–197.
- [344] *Burin A., Ratner M. A., Cao H., Chang S.* Random laser in one dimension // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 88, no. 9. — P. 093904.

- [345] *Milner V., Genack A. Z.* Photon localization laser: low-threshold lasing in a random amplifying layered medium via wave localization // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94, no. 7. — P. 073901.
- [346] *Monguzzi A., Scotognella F., Meinardi F., Tubino R.* Lasing in one dimensional dye-doped random multilayer // *Phys. Chem. Chem. Phys.* — 2010. — Vol. 12, no. 40. — Pp. 12947–12950.
- [347] *de Matos C. J. S., Menezes L. d. S., Brito-Silva A. M. et al.* Random fiber laser // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99, no. 15. — P. 153903.
- [348] *Hu Z., Zhang Q., Miao B. et al.* Coherent random fiber laser based on nanoparticles scattering in the extremely weakly scattering regime // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 109, no. 25. — P. 253901.
- [349] *Hu Z., Zheng H., Wang L. et al.* Random fiber laser of POSS solution-filled hollow optical fiber by end pumping // *Opt. Commun.* — 2012. — Vol. 285, no. 19. — Pp. 3967–3970.
- [350] *Hu Z., Miao B., Wang T. et al.* Disordered microstructure polymer optical fiber for stabilized coherent random fiber laser // *Opt. Lett.* — 2013. — Vol. 38, no. 22. — Pp. 4644–4647.
- [351] *Lizárraga N., Puente N., Chaikina E. et al.* Single-mode Er-doped fiber random laser with distributed Bragg grating feedback // *Opt. Express.* — 2009. — Vol. 17, no. 2. — Pp. 395–404.
- [352] *Bliokh Y., Chaikina E. I., Lizárraga N. et al.* Disorder-induced cavities, resonances, and lasing in randomly layered media // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 86, no. 5. — P. 054204.
- [353] *Ardakani A. G., Ali M. G. G., Mahdavi S. M., Bahrampour A. R.* Mode analysis of fiber Bragg grating random lasers in the presence of mode competition // *Opt. Laser Technol.* — 2012. — Vol. 44, no. 4. — Pp. 969–975.
- [354] *Gagné M., Kashyap R.* Demonstration of a 3 mW threshold Er-doped random fiber laser based on a unique fiber Bragg grating // *Opt. Express.* — 2009. — Vol. 17, no. 21. — Pp. 19067–19074.

- [355] *Puente N. P., Chaikina E. I., Herath S., Yamilov A.* Fabrication, characterization, and theoretical analysis of controlled disorder in the core of optical fibers // *Appl. Opt.* — 2011. — Vol. 50, no. 6. — P. 802.
- [356] *Derevyanko S.* Design of a flat-top fiber bragg filter via quasi-random modulation of the refractive index // *Opt. Lett.* — 2008. — Vol. 33, no. 20. — Pp. 2404–2406.
- [357] *Nakazawa M.* Rayleigh backscattering theory for single-mode optical fibers // *J. Opt. Soc. Am.* — 1983. — Vol. 73, no. 9. — P. 1175.
- [358] *Barnoski M., Rourke M., Jensen S., Melville R.* Optical time domain reflectometer // *Applied optics.* — 1977. — Vol. 16, no. 9. — Pp. 2375–2379.
- [359] *Fotiadi A. A., Kiyon R. V.* Cooperative stimulated Brillouin and Rayleigh backscattering process in optical fiber // *Opt. Lett.* — 1998. — Vol. 23, no. 23. — Pp. 1805–7.
- [360] *Chen C.-J., Lee H. K., Cheng Y.-J.* Instability in Raman amplifiers caused by distributed Rayleigh reflection // *Optical Fiber Communications Conference / Optical Society of America.* — Vol. 1. — 2003. — P. 157.
- [361] *Cranch G. A., Flockhart G. M. H., Kirkendall C. K.* Distributed feedback fiber laser strain sensors // *IEEE Sensors J.* — 2008. — Vol. 8, no. 7-8. — Pp. 1161–1172.
- [362] *Rønnekleiv E., Løvseth S. W., Kringlebotn J. T.* Er-doped fiber distributed feedback lasers: properties, applications and design considerations // *Fiber-based Component Fabrication, Testing, and Connectorization*, 29 October 2002, Brugge, Belgium / Ed. by V. Pruneri, R. P. Dahlgren, G. M. Sanger. — Vol. 4943 of *Proc. SPIE.* — SPIE, 2003. — Pp. 69–80.
- [363] *Zervas M. N.* Advances in fiber distributed-feedback lasers // *Optical Fiber Telecommunications* / Ed. by I. Kaminow, T. Li, A. E. . Willner. — Boston: Academic Press, 2013. — Pp. 1–24.

- [364] *Ravet G., Fotiadi A., Blondel M., Megret P.* Passive q-switching in all-fibre raman laser with distributed rayleigh feedback // *Electronics Letters*. — 2004. — Vol. 40, no. 9. — Pp. 528–529.
- [365] *Chernikov S., Zhu Y., Taylor J., Gapontsev V.* Supercontinuum self-q-switched ytterbium fiber laser // *Optics Letters*. — 1997. — Vol. 22, no. 5. — Pp. 298–300.
- [366] *Agrawal G. P.*, Nonlinear fiber optics. — Springer, 2000.
- [367] *Ania-Castañón J. D.* Quasi-lossless transmission using second-order Raman amplification and fibre Bragg gratings // *Opt. Express*. — 2004. — Vol. 12, no. 19. — Pp. 4372–4377.
- [368] *Brinkmeyer E.* Analysis of the backscattering method for single-mode optical fibers // *J. Opt. Soc. Am.* — 1980. — Vol. 70, no. 8. — P. 1010.
- [369] *Zervas M. N., Laming R. I.* Rayleigh scattering effect on the gain efficiency and noise of erbium-doped fiber amplifiers // *IEEE J. Quant. Electron.* — 1995. — Vol. 31, no. 3. — Pp. 468–471.
- [370] *Suret P., Randoux S.* Influence of spectral broadening on steady characteristics of Raman fiber lasers: from experiments to questions about validity of usual models // *Opt. Commun.* — 2004. — Vol. 237, no. 1. — Pp. 201–212.
- [371] *Vatnik I. D., Churkin D. V., Babin S. A., Turitsyn S. K.* Cascaded random distributed feedback Raman fiber laser operating at 1.2 μm // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 19. — Pp. 18486–94.
- [372] *Churkin D. V., El-Taher A. E., Vatnik I. D., Babin S. A.* Study of the longitudinal distribution of power generated in a random distributed feedback Raman fibre laser with unidirectional pumping // *Quant. Electron.* — 2012. — Vol. 42, no. 9. — Pp. 774–777.
- [373] *Wiersma D. S., Cavalieri S.* Light emission: A temperature-tunable random laser // *Nature*. — 2001. — Vol. 414, no. 6865. — Pp. 708–709.

- [374] *Lee C.-R., Lin J.-D., Huang B.-Y. et al.* Electrically controllable liquid crystal random lasers below the Fréedericksz transition threshold // *Opt. Express.* — 2011. — Vol. 19, no. 3. — Pp. 2391–2400.
- [375] *Mujumdar S., Cavalieri S., Wiersma D. S.* Temperature-tunable random lasing: numerical calculations and experiments // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2004. — Vol. 21, no. 1. — Pp. 201–207.
- [376] *Van Soest G., Tomita M., Lagendijk A.* Amplifying volume in scattering media // *Opt. Lett.* — 1999. — Vol. 24, no. 5. — Pp. 306–308.
- [377] *Bahoura M., Morris K. J., Zhu G., Noginov M.* Dependence of the neodymium random laser threshold on the diameter of the pumped spot // *IEEE J. Quant. Electron.* — 2005. — Vol. 41, no. 5. — Pp. 677–685.
- [378] *Vanneste C., Sebbah P.* Selective excitation of localized modes in active random media // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 87, no. 18. — P. 183903.
- [379] *Sebbah P., Vanneste C.* Random laser in the localized regime // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 66, no. 14. — P. 144202.
- [380] *Leonetti M., López C.* Active subnanometer spectral control of a random laser // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102, no. 7. — Pp. 071105–071105.
- [381] *Leonetti M., Conti C., López C.* The mode-locking transition of random lasers // *Nature Photon.* — 2011. — Vol. 5, no. 10. — Pp. 615–617.
- [382] *Hisch T., Liertzer M., Pogany D. et al.* Pump-controlled directional light emission from random lasers // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 111. — P. 023902.
- [383] *Leonetti M., Conti C., López C.* Random laser tailored by directional stimulated emission // *Phys. Rev. A.* — 2012. — Vol. 85, no. 4. — P. 043841.

- [384] *Kim N. S., Zou X., Lewis K.* Cw depolarized multiwavelength raman fiber ring laser with over 58 channels and 50 ghz channel spacing // *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2002. OFC 2002 / IEEE.* — 2002. — Pp. 640–642.
- [385] *Wang Z., Cui Y., Yun B., Lu C.* Multiwavelength generation in a raman fiber laser with sampled bragg grating // *Photonics Technology Letters, IEEE.* — 2005. — Vol. 17, no. 10. — Pp. 2044–2046.
- [386] *Zamzuri A., Md Ali M., Ahmad A. et al.* Brillouin-raman comb fiber laser with cooperative rayleigh scattering in a linear cavity // *Optics letters.* — 2006. — Vol. 31, no. 7. — Pp. 918–920.
- [387] *Zamzuri A. K., Al-Mansoori M. H., Samsuri N. M., Mahdi M. A.* Contribution of Rayleigh scattering on Brillouin comb line generation in Raman fiber laser // *Appl. Opt.* — 2010. — Vol. 49, no. 18. — Pp. 3506–3510.
- [388] *Frazão O., Correia C., Santos J., Baptista J.* Raman fibre bragg-grating laser sensor with cooperative rayleigh scattering for strain-temperature measurement // *Measurement Science and Technology.* — 2009. — Vol. 20, no. 4. — P. 045203.
- [389] *Pinto A., Frazão O., Santos J., Lopez-Amo M.* Multiwavelength fiber laser based on a photonic crystal fiber loop mirror with cooperative Rayleigh scattering // *Appl. Phys. B.* — 2010. — Vol. 99, no. 3. — Pp. 391–395.
- [390] *El-Taher A., Alcon-Camas M., Babin S. et al.* Dual-wavelength, ultra-long raman laser with rayleigh-scattering feedback // *Optics letters.* — 2010. — Vol. 35, no. 7. — Pp. 1100–1102.
- [391] *Ellingham T., Ania-Castañón J., Turitsyn S.* Enhanced raman amplifier flatness with nonlinear broadening over non-standard transmission fibre // *Optics communications.* — 2006. — Vol. 257, no. 1. — Pp. 176–179.

- [392] Yan Z., Zhou K., Zhang L. In-fiber linear polarizer based on UV-inscribed 45 tilted grating in polarization maintaining fiber // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 18. — Pp. 3819–3821.
- [393] Yan Z., Mou C., Wang H. et al. All-fiber polarization interference filters based on 45-tilted fiber gratings // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 3. — Pp. 353–355.
- [394] Siegman A., Lasers. — University Science Books, 1986.
- [395] Csele M., Fundamentals of light sources and lasers. — John Wiley & Sons, 2011.
- [396] Türeci H. E., Ge L., Rotter S., Stone A. D. Strong interactions in multimode random lasers // *Science.* — 2008. — Vol. 320, no. 5876. — Pp. 643–646.
- [397] Fallert J., Dietz R. J., Sartor J. et al. Co-existence of strongly and weakly localized random laser modes // *Nature Photonics.* — 2009. — Vol. 3, no. 5. — Pp. 279–282.
- [398] Stano P., Jacquod P. Suppression of interactions in multimode random lasers in the anderson localized regime // *Nature Photonics.* — 2013. — Vol. 7, no. 1. — Pp. 66–71.
- [399] Schawlow A. L., Townes C. H. Infrared and optical masers // *Physical Review.* — 1958. — Vol. 112, no. 6. — P. 1940.