

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

На правах рукописи

Горбунов Олег Александрович

**Изучение статистических свойств излучения
многочастотных квази-непрерывных волоконных лазеров**

01.04.05 «Оптика»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Чуркин Дмитрий Владимирович

Новосибирск – 2020

Содержание

Список сокращений и обозначений	4
Введение	5
I Разработка методов изучения статистических свойств излучения волоконных лазеров	20
§1 Методика спектральной фильтрации на примере численного моделирования генерации в волоконном ВКР-лазере	20
§2 Методика изучения статистических свойств излучения при измерениях с ограниченной полосой	34
II Экспериментальное изучение статистических свойств излучения волоконных лазеров с ВБР	51
§3 Волоконные лазеры с ВБР	51
§4 Изучение статистических свойств излучения иттербиевого лазера.....	52
§5 Изучение статистических свойств излучения ВКР-лазера.....	62
III Экспериментальное изучение статистических свойств излучения волоконных лазеров со СРОС	75
§6 Волоконные лазеры со СРОС	75
§7 Изучение статистических свойств излучения волоконного лазера со СРОС в схеме с кольцевым зеркалом	76
§8 Изучение статистических свойств излучения волоконного лазера со СРОС в схеме с узкой ВБР	81
§9 Изучение статистических свойств излучения многоволнового волоконного лазера со СРОС	86
IV Экстремальные события в излучении волоконных лазеров.....	96
§10 Экстремальные события в излучении волоконного ВКР-лазера	96
§11 Экстремальные события в излучении волоконного ВКР-лазера со СРОС.....	99
Заключение	112
Литература	114

Список сокращений и обозначений

A – амплитуда электрического поля

C – степень коррелированности

E – электрическое поле

$f(I)$ – функция распределения

g – коэффициент усиления

H – гистограмма

I – интенсивность лазерного излучения

$I_{кр}$ – уровень, определяющий экстремальное событие

K – число бинов в гистограмме

L – длина волокна

L_D – дисперсионная длина

L_{NL} – нелинейная длина

M – количество точек в усреднении

N – количество точек на численной сетке

n – показатель преломления волокна

n_{extr} – число экстремальных событий

P – вероятность обнаружения экстремальной волны

t – время

T – длительность измеренной зависимости интенсивности от времени

T_{rt} – время полного обхода резонатора

v – скорость

w_n – вероятность обнаружения n экстремальных волн

z – координата вдоль волокна

α – коэффициент затухания

β_2 – дисперсия

γ – коэффициент нелинейности

ΔI – шаг гистограммы

ΔT – шаг дискретизации

δ – интервал изменения коррелированной фазы

ρ – функция распределения

σ – дисперсия

τ – характерное время генерации экстремального события

T – ширина пика во временной динамике

φ – начальная фаза волны

ω – круговая частота

АКФ – автокорреляционная функция

ВБР – волоконная брэгговская решетка

ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние

НУШ – нелинейное уравнение Шредингера

СРОС – случайная распределенная обратная связь

ССО – спектрально-селективный ответвитель

ФД – фотодетектор

ФРВ – функция распределения вероятности

Введение

Статистическую оптику в целом можно рассматривать как раздел статистической физики, объектом изучения которого являются волновые процессы. Некоторые базовые понятия и рассмотрение частных вопросов можно встретить еще в работах Рэлея [1] и других классических исследованиях, относящихся к началу двадцатого века [2].

Большое значение имело развитие радиофизики, характерное для середины двадцатого века. И генерация, и распространение, и детектирование радиоволн требуют статистического описания, будучи в определенной степени стохастическими процессами [3]. В статистической оптике оказались применимы не только аналогичный математический аппарат, но и методики изучения [4] и даже конкретные результаты, как, например, вывод о предельной спектральной ширине линии автогенератора [5].

Новый импульс для развития статистическая оптика получила с возникновением лазерных источников света, хотя некоторые важные результаты были получены еще до создания первых лазеров, в частности, методы измерения распределений полей в световом пучке [6]. Ввиду больших, по сравнению с некогерентными источниками излучения, интенсивностей в лазерном пучке резко возросла роль нелинейных эффектов, так что, по сути, сформировалась отдельная область статистической физики – статистическая нелинейная оптика. Одним из ее направлений, принципиальным именно для лазерной физики, является изучение статистических свойств лазерного излучения, которое рассматривается как случайный процесс. Несколько условно в этом случае говорят о статистике лазерного излучения [7]. По мере развития направления выявлялись специфические проблемы, связанные с чисто квантовыми оптическими явлениями; для их решения потребовались специальный математический аппарат и экспериментальные методики [8].

Наиболее полно удалось исследовать одномодовый режим генерации, характерный для, к примеру, газовых лазеров с относительно короткими резонаторами. В этом случае в рассмотрении находится только одна мода электромагнитного поля. Так, для трехуровневой модели лазера возможно рассмотрение в рамках адиабатического приближения системы кинетических уравнений для вероятностей нахождения моды поля в состоянии с определенным числом фотонов. При этом адиабатическое приближение позволяет разделить быструю эволюцию атомных состояний и медленную – полевых [9]. Нахождение стационарного решения позволяет получить распределения

для лазерных фотонов [10, 11]. В случае генерации высоко над порогом распределение имеет близкую к гауссовой форму, причем ширина распределения на несколько порядков меньше среднего числа фотонов в моде. Данный вид распределения можно считать каноническим для одномодовой лазерной генерации выше порога. Стоит отметить также сопутствующий анализ корреляционных свойств фотонов. Сравнение с аналитическими моделями для фотонных состояний поля излучения позволяет уточнить, что ниже порога распределение совпадает с функцией для хаотического света, а над порогом – асимптотически стремится к распределению для когерентного света [11]. Теоретические результаты для одномодового излучения находились в очень хорошем согласии с экспериментальными данными по счету фотонов для газовых лазеров [12].

По сравнению с одномодовой, случай многомодовой генерации в теоретическом плане разработан значительно слабее. С одной стороны, еще Рэлеем была рассмотрена простейшая модель многомодового излучения в виде набора из большого числа колебаний с равными амплитудами и случайными попарно независимыми фазами [1]. В этом случае несложно показать, что суммарное излучение является стохастическим. В [7] эта модель обобщена и показано, что при статистически независимых фазах распределение для электрического поля имеет вид, близкий по форме к функции Гаусса и переходящий в нее при устремлении количества мод к бесконечности. Аналогичный вывод сделан в [13], также там приведены примеры экспериментальных результатов, подтверждающих теорию. В целом, данный результат предсказуем, так как его можно рассматривать как частный случай центральной предельной теоремы, согласно которой сумма большого числа независимых случайных величин имеет гауссово распределение независимо от распределения исходных слагаемых [14]. Таким образом, ключевую роль в данной модели многомодовой генерации играет статистическая независимость фаз отдельных мод, а от распределения их амплитуд можно вообще отвлечься.

С другой стороны, предположение по умолчанию о статистической независимости мод не является самоочевидным. При этом даже слабое нарушение статистической некоррелированности будет вызывать отклонения распределения суммарного поля от гауссова, причем эти отклонения могут носить произвольный характер в зависимости от характера межмодовых корреляций. Логически верно и обратное утверждение, – отличие распределения поля от гауссова свидетельствует о наличии в излучении

межмодовых корреляций. Стоит сразу отметить, что это утверждение дает инструмент для практического выяснения вопроса о наличии корреляций в излучении.

Вопрос о свойствах многочастотного излучения не носит отвлеченного характера. Известно, что непрерывная и квази-непрерывная генерация в твердотельных лазерах практически всегда имеет многомодовую структуру [15]. Подобный характер возникает ввиду значительного – на порядки – превышения ширины контура усиления излучения над межмодовым интервалом. Так, для рубинового лазера характерная ширина контура составляет величину порядка 300 ГГц [16], для неодимового в силикатном стекле – 10 ТГц [17], в то время как межмодовое расстояние при характерных размерах резонатора 1 м имеет порядок 0,1 ГГц; таким образом, коэффициент усиления для соседних мод различается крайне незначительно и на практике добиться одномодовой генерации (без специальной частотной селекции) при существенном превышении порога не представляется возможным. Для полупроводниковых лазеров более характерным является режим импульсной генерации, но непрерывный или квази-непрерывный режим также возможны, прежде всего, при низких температурах [18, 19]. При этом может наблюдаться и одномодовая, и многомодовая генерация. Реализована многомодовая генерация и в газовых, в частности, гелий-неоновом, лазерах [20].

Разумеется, столь широкое распространение многомодовой лазерной генерации породило интерес к изучению временных свойств излучения в этом режиме. В классических работах, в том числе упомянутых выше, этот вопрос затрагивался, но описание временных свойств было только качественным. Уместно привести очень характерную цитату из [18]: "Если одновременно генерируется несколько мод, то в результате конкуренции между ними характеристики лазерного луча становятся нестационарными. Скоростная развертка показывает, что излучение состоит из коротких, чаще всего хаотических, импульсов, каждый из которых имеет еще более тонкую временную структуру... Поэтому и для описания непрерывной генерации необходимо привлекать такие временные характеристики, как ширина пиков, средняя частота их повторения, амплитудная и частотная автомодуляции." По сути, речь идет о методах *описательной* науки, и это совершенно неудивительно. Действительно, характерное время флуктуаций излучения равно обратной ширине его спектра; для его регистрации измерительным оборудованием необходимо обеспечить спектральную полосу пропускания не меньшую, чем обратное время флуктуации, то есть ту же

ширину спектра излучения. Если порядок этой величины составлял сотни гигагерц, что является характерным для многомодовой генерации, то просто не существовало технических решений, позволявших реализовать требуемую полосу пропускания. В литературе использовался термин "динамические свойства излучения", который де-факто подчеркивал, что изучаются медленные и регулярные процессы. Говоря же о статистических свойствах излучения, мы подразумеваем более детальное изучение, включающее в себя количественное описание: получение функций распределения, вычисление моментов, анализ корреляционных свойств и так далее.

Исследование статистических свойств многочастотного лазерного излучения в указанном смысле становилось возможным по мере появления технических решений, позволяющих регистрировать излучение с высоким временным разрешением. В [21] удалось достигнуть временного разрешения в 120 пс, эквивалентного частоте 8 ГГц, что позволило провести достаточно полные измерения статистических свойств излучения различных полупроводниковых InGaAsP-лазеров, причем как при одномодовой, так и при многомодовой генерации. В последнем случае наблюдались флуктуации интенсивности величиной около 50% от среднего значения. Видимо, в этой работе впервые была рассчитана по экспериментальным данным функция распределения вероятности (ФРВ) для интенсивности излучения многомодового лазера. Ее форма оказалась близка к гауссовой и хорошо согласовывалась с теоретической кривой. Авторы работы особо отмечали, что в их эксперименте оказалось возможным регистрация волн, вероятность возникновения которых имела порядок 10^{-5} . В работе [22] изучались корреляционные свойства излучения многомодового лазера на красителях и было показано, что корреляции исчезают при превышении определенного мощностного порога. В [23] были подробно изучены статистические свойства полупроводникового лазера при небольших превышениях порога генерации. Полученные кривые имели ярко выраженный "нелазерный" характер, – имели максимум в районе нулевой интенсивности и практически монотонный характер убывания с ростом интенсивности генерации. Для регистрации использовались осциллограф с полосой 1 ГГц и скоростная камера. Визуально ФРВ интенсивности при многомодовой генерации близки к экспоненте, к сожалению, авторами не проведено точного сопоставления. В работе [24] изучена статистика излучения лазера на красителе. Регистрация излучения производилась скоростной камерой с ПЗС-матрицей.

Наблюдаемые ФРВ интенсивности имели неэкспоненциальный характер, хотя их максимум находился в нулевой точке. Авторы предполагали, что причиной являлось влияние широкополосной накачки на процесс ВКР в родамине. С появлением коммерческих быстрых осциллографов изучение статистических свойств лазерного излучения упростилось. Можно назвать работы [25], где изучались статистические свойства для лазера на красителе в различных режимах генерации: ниже и выше порога генерации излучение характеризовалось ФРВ, близкой к гауссовой, а на пороге генерации - статистикой Леви; [26], где численно и экспериментально изучались статистические свойства излучения полупроводникового лазера с распределенной обратной связью, причем экспериментальные ФРВ имели "лазерный" характер, в то время как численным расчетом предсказывался характерный "стохастический" вид ФРВ при небольшом превышении порога; [27], посвященная изучению статистических свойств излучения случайного Nd:YVO лазера вблизи порога генерации; [28], в которой негауссовая статистика интенсивности наблюдалась для полупроводникового лазера и другие. В целом, процесс накопления эмпирических данных в этой области идет достаточно быстро, но проблемой является сложность обобщения результатов конкретного эксперимента на весь исследуемый тип лазеров, и уж тем более, – на многомодовую генерацию в целом (причем осознано это было почти полвека назад, см. [15]). Единые теоретические модели и обобщающие аналитические результаты в целом также отсутствуют, так что статистические свойства многомодового лазерного излучения все еще представляют собой обширное поле для научных исследований.

В отдельный класс выделяются волоконные лазеры, использующие в качестве активной среды стекловолокно с активными добавками или без них. Несмотря на относительно недавнее возникновение, этот тип лазерных источников быстро стал одним из широко используемых за счет отличных технических и эксплуатационных характеристик [29]. Его особенностями можно считать широкий спектр генерации – порядка 1 нм и больше, что при характерных длинах волн генерации в диапазон 0,9-1,6 мкм превышает спектральную ширину в 100 ГГц, и достаточно большую длину резонатора, – от нескольких метров до десятков километров; рекордной считается лазерная генерация в 270-километровом резонаторе [30]. Таким образом, излучение, генерируемое в волоконном лазере, всегда состоит из большого числа продольных мод. В дальнейшем термин "многомодовое излучение" не будет использоваться, так как в

волоконной оптике есть термин "многомодовое волокно" [31]. Во избежание путаницы, генерация излучения в волоконном лазере при наличии многих продольных мод будет именоваться многочастотной.

Статистические свойства излучения, генерируемого волоконными лазерами, представляют интерес сразу в нескольких аспектах. Во-первых, этот вопрос можно рассматривать как одну из задач статистической оптики, изучая волоконный лазер как пример твердотельного лазера и выясняя сходства и различия временных характеристик его излучения в сравнении с лазерами других типов. Во-вторых, проблему статистических свойств лазерной генерации можно изучать в разрезе нелинейной оптики, рассматривая особенности временной динамики интенсивности как проявления нелинейных эффектов. Действительно, ввиду малого поперечного сечения волокна интенсивность света в нем достигает больших значений, результатом чего является резкое увеличение роли нелинейных процессов. Так, установлено, что в формировании спектра волоконных ВКР-лазеров ключевую роль играет нелинейный процесс четырехволнового смещения [32, 33], а в волоконном иттербиевом лазере уширение спектра может быть количественно объяснено в модели, учитывающей эффект самомодуляции [34]. Изучение особенностей статистических свойств излучения позволяет более детально понять механизмы взаимодействий волн в волоконных лазерах. Наконец, существуют и частные задачи, в которых важно знание статистики излучения. Так, от распределения интенсивности зависит коэффициент битовых ошибок при передаче информации [21] и характер генерации антистоксовых компонент [35]; исследования показали очень сильное влияние изменений статистических свойств накачки на генерируемую при ВКР волну [36]; при генерации суперконтинуума критичным является корректный учет высокочастотных флуктуаций ВКР-лазера, часто используемого в качестве накачки [37]; от статистических свойств многочастотного излучения зависит эффективность генерации второй гармоники [7], что наблюдалось экспериментально для иттербиевого лазера [38]; в волновой кинетической теории результат зависит от начальной ФРВ интенсивности [39]. Отдельно стоит выделить работу [40], в которой подчеркивалась недостаточная изученность динамических свойств излучения волоконных лазеров и была сформулирована необходимость экспериментальных исследований в этом направлении. Таким образом, задача о

статистических свойствах излучения волоконных лазеров важна как с фундаментальной, так и с практической точки зрения.

Процесс распространения света по волокну изучался достаточно давно, в том числе, – в контексте его статистических свойств. Так, в работе [41] теоретически и экспериментально исследовалось распределение флуктуаций интенсивности спектральных компонент, возникающих при четырехволновом смешении волн накачки в одномодовом волокне. Распределение имело гауссову форму, также как и излучение, генерируемое лазерами накачки. Стоит отметить, что экспериментальные гистограммы были построены по 1000 точкам, чего было недостаточно для полноценного количественного сравнения теории с экспериментом; авторы ограничились только сравнением среднего и дисперсии. Распределение интенсивности для вынужденного излучения Мандельштама-Бриллюэна изучалось в [42]: при отсутствии обратной связи за счет комбинационного рассеяния распределение имело экспоненциальную форму, но при ее наличии ФРВ становилась гауссовой. В [36] рассматривался вопрос о статистике излучения при ВКР в волокне, была обнаружена очень сильная зависимость характера флуктуаций Стоксовой волны от параметров волны накачки. В [43] статистические свойства излучения в волоконном усилителе изучались в контексте возникновения экстремальных событий. Логическим продолжением этих работ является изучение статистических свойств излучения в оптическом волокне в процессе лазерной генерации.

Впервые рассматриваемый вопрос был исследован с помощью численного моделирования. Распространение электромагнитных волн в волокне может быть количественно описано нелинейным уравнением Шредингера (НУШ) либо системой НУШ для нескольких волн [31]. Моделирование, основанное на численном решении системы НУШ, использовалось для описания генерации в волоконном ВКР- [44-46] и эрбиевом [47] лазере, но в этих работах не обсуждались статистические свойства излучения. Впервые подобный анализ был проведен при моделировании генерации в волоконном ВКР-лазере в [48]. Для описания процесса генерации численно решалась система из двух связанных НУШ для волн, распространяющихся в прямом и обратном направлении. В результате удалось достичь хорошего согласия с экспериментом по зависимости мощности генерации от мощности накачки и форме спектра. Анализ статистических свойств излучения позволил установить наличие межмодовых

корреляций. Этот вывод справедлив как вблизи порога генерации, так и высоко над порогом, хотя в целом форма ФРВ интенсивности в этих случаях существенно различалась. Аналогичный подход использовался в [49] для моделирования генерации в волоконном иттербиевом лазере, результатом чего было достижение хорошего согласия с экспериментом, и он же был применен в [50], где было численно продемонстрировано различие ФРВ электрического поля до и после отражения от плотной волоконной брэгговской решетки (ВБР) в волоконном ВКР-лазере: волна, падающая по отношению к ВБР, имела форму ФРВ для поля отличную от распределения Гаусса, а после отражения, – близкую к нему. В работе [51] статистические свойства исследовались для излучения волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью (СРОС) при различных значениях дисперсии волокна; было показано, что с уменьшением значения β_2 ширина распределения сужается.

На момент начала данной диссертационной работы в 2010 году экспериментальные исследования статистических свойств излучения волоконных лазеров еще не были представлены. В уже упоминавшейся работе [40] косвенным образом были измерены высокочастотные флуктуации интенсивности эрбиевого лазера, излучающего в импульсном режиме, но анализа статистических характеристик генерации не производилось. Впоследствии исследования по этой тематике стали появляться. Так, в [52] экспериментально наблюдались отличия статистических свойств центра спектра генерации и его края для волоконного ВКР-лазера, причем на краю ФРВ имела негауссовый характер с далекими крыльями. В работе [53] были получены ФРВ интенсивности излучения волоконного ВКР-лазера для волны, падающей на выходную ВБР, отраженной и прошедшей через нее. В согласии с численным расчетом первая из волн имела существенно негауссовую статистику. Различия в статистических свойствах для излучения в центре и на краю спектра светового пучка в волокне наблюдалось также в [54], где данный вопрос обсуждался в более широком контексте. В [55] ФРВ интенсивности в кольцевом резонаторе изучались в зависимости от ширины спектра накачки как численно, так и экспериментально; при ее увеличении ФРВ интенсивности волны генерации сужалась, что интерпретировалось авторами как распад квазисолитонных структур.

Отдельно можно выделить часть исследований, посвященных статистическим свойствам излучения волоконных лазеров вблизи порога генерации и их изменению при

переходе через него: в [56] показаны изменения статистики излучения для волоконного эрбиевого лазера, в [57, 58] – для эрбиевого лазера с распределенной обратной связью, в [59] для ВКР-лазера со СРОС, в [60] – для волоконного лазера со СРОС с полупроводниковым усилителем. В работах [58, 59] наблюдались следующие изменения статистических свойств: подпороговая генерация имела гауссову статистику интенсивности, при переходе через порог генерации она сменялась статистикой Леви, при существенном превышении порога статистика вновь приобретала гауссову форму. В работах [57, 60] изучалась статистика максимумов интенсивности и было показано, что в околороговой области она имеет вид распределения Фреше, а над порогом – распределения Гумбеля. Еще один тип изменения характера генерации лазера – ламинарно-турбулентный переход, при котором излучение меняет характер со стабильного, характеризующегося узким спектром и большим временем жизни когерентных структур, к стохастическому, для которого характерны широкий спектр и быстрый распад когерентных структур. Анализ ФРВ играет в этой задаче вспомогательную роль, так как при смене типа генерации меняется и характер ФРВ интенсивности. Для волоконного ВКР-лазера данный переход исследовался в [61] и [62].

Во многих случаях вопрос статистических свойств излучения волоконных лазеров возникает в связи с изучением так называемых редких или экстремальных событий ("rogue waves"). Данное явление изначально изучалось в океанологии: в процессе распространения волн на воде формировались очень редкие уединенные огромные волны, возникновение которых нельзя было объяснить законом больших чисел. В истории наберется немало свидетельств встреч кораблей с такими волнами, увы, зачастую заканчивавшуюся для первых трагически. Этот вопрос был достаточно подробно исследован в рамках гидродинамики [63-73]. Кроме того, данный феномен привлек внимание исследователей стохастических динамических систем [74-78], в результате чего сформировался соответствующий математический аппарат и были произведены достаточно нетривиальные эмпирические наблюдения. В оптике впервые об аналогичном явлении упоминается в [79]. Было показано, что при генерации суперконтинуума в волокне возникают уединенные волны, пиковая интенсивность которых много выше средней. Там же было описано их проявление в статистических свойствах излучения: наличие высокоинтенсивных волн приводило к удлинению "крыла" ФРВ, – области с интенсивностями много больше среднего значения мощности,

– по сравнению с ФРВ стохастического сигнала, то есть экспонентой. Характерную форму, которую приобретали ФРВ при этом, стали именовать "L-образной", а сам тип распределения интенсивности получил название статистики редких событий. Стоит отметить также работу [80], в которой предложена методика изучения статистики интенсивности излучения при наличии экстремальных волн. В дальнейшем данное явление изучалось очень активно, так как в оптике наблюдение экстремальных волн оказалось намного более простой задачей по сравнению с гидродинамикой. Так, редкие события и соответствующие распределения интенсивности наблюдались в полупроводниковых [81, 82], твердотельных титан-сапфировом [83] и Cr:YAG+Nd:YVO₄ [84] лазерах, лазере на красителях [85], микрорезонаторных лазерах [86, 87]. В волоконных лазерах проводилось как численное [88-90], так и экспериментальное изучение экстремальных событий. Группой ученых из университета Лилля последовательно изучались проявления экстремальных событий при генерации излучения в волокне за счет ВКР, результатам чего стала серия публикаций [52, 91, 92]. Сообщалось о регистрации экстремальных волн в излучении волоконного лазера с пассивной синхронизацией мод [93], волоконного иттербиевого [94] и эрбиевого, генерирующего в квази-непрерывном [57] и импульсном [95] режимах, лазеров. Во всех исследованиях важную роль играло изучение ФРВ интенсивности: ее L-образная форма была одним из наиболее надежных свидетельств наличия редких событий в излучении лазера. По данной теме написано несколько обзорных работ [96-99].

Также необходимо отметить первые подходы к аналитическому решению задачи о форме крыльев ФРВ интенсивности волоконного лазера. В работе [100] с помощью теории возмущений было найдено решение НУШ для случая слабой нелинейности и был предсказан характер поведения ФРВ в зависимости от знака дисперсии, качественно согласующийся с экспериментальными данными.

Из приведенного обзора легко заметить, что на момент начала данной диссертационной работы в 2010 году исследования, посвященные вопросу статистических свойств излучения в волоконных лазерах, были сугубо эпизодическими, и в целом данный вопрос практически не был освещен в литературе. Причем отсутствовал не просто комплексный анализ проблемы, но и даже первичные данные по характеру временных и статистических свойств излучения. Учитывая это, цель диссертационной работы была сформулирована достаточно широко: исследование

статистических свойств излучения многочастотных квази-непрерывных волоконных лазеров. Для реализации цели были поставлены следующие задачи:

1. Разработка методов анализа данных, полученных при измерениях лазерного излучения в условиях ограниченной полосы измерительного оборудования, меньшей по сравнению со спектром изучаемого излучения.
2. Экспериментальное изучение статистических свойств излучения многочастотных квази-непрерывных волоконных лазеров различных типов. Анализ статистических свойств излучения с помощью разработанных методик.
3. Локализация оптических экстремальных событий, возникающих в излучении многочастотных квази-непрерывных волоконных лазеров, и изучение их свойств.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В главе 1 дано описание методики изучения статистических свойств лазерного излучения и используемых при этом численных моделей. Во-первых, обсуждается моделирование генерации в волоконном ВКР-лазере с помощью численного решения системы НУШ для волн накачки и Стокса в резонаторе. Разобраны базовые понятия статистического подхода: построение гистограмм по временной динамике интенсивности, их использование для аппроксимации ФРВ, расчет автокорреляционных функций (АКФ) интенсивности. Показано, что в результате моделирования получается не полностью стохастическое излучение, что подтверждается неэкспоненциальной формой ФРВ и видом АКФ интенсивности, равной примерно $2/3$ при временах, существенно превышающих время когерентности. Описана разработанная методика изучения статистических свойств излучения отдельно по частям спектра и ее реализация в численной модели. Показано, что ФРВ интенсивности имеет разную форму в центре спектра и на краю спектра генерации: в центре она близка к экспоненте, что говорит о стохастическом характере света, на краю спектра ФРВ неэкспоненциальна с очень далеким крылом, что свидетельствует о наличии межмодовых корреляций в излучении. Во-вторых, дано количественное описание влияния приборных эффектов – шума осциллографа, усреднения излучения фотодетектором и ограничения полосы измеренного сигнала – на статистические свойства излучения с помощью феноменологического моделирования данных явлений на простейшей модели стохастического излучения. Приводятся ФРВ поля, амплитуды и интенсивности, а также АКФ интенсивности для чисто стохастического модельного излучения и их вид под

влиянием вышеперечисленных эффектов. Показано, что влияние шумов может быть сведено к незначительному при достаточно большой мощности генерации, а искажения от усреднения в общем случае менее значительны по сравнению с ограничением полосы. Для последнего фактора, который, как правило, является самым существенным при экспериментальном изучении волоконных лазеров, описана оригинальная методика выяснения вопроса о наличии корреляций в излучении, учитывающая изменение формы далекого крыла ФРВ при измерениях с ограниченной полосой. Проведен расчет универсальных кривых, характеризующих затухание далекого крыла ФРВ и поведение АКФ при ограничении полосы пропускания; эти зависимости могут быть использованы как эталон для стохастического излучения при сравнении с результатами, полученными экспериментально.

В главе 2 описано экспериментальное изучение статистических свойств излучения волоконных лазеров с резонаторами, образованными точечными отражателями. Обсуждается общая схема эксперимента по регистрации интенсивности как функции времени с высоким разрешением, а также экспериментальная методика измерения излучения по отдельным частям спектра. Показана конкретная реализация эксперимента, в котором изучался волоконный иттербиевый лазер, ширина спектра генерации которого была меньше полосы пропускания фотодетектора и осциллографа, таким образом, излучение было зарегистрировано без существенного ограничения полосы. Приводится вид временных динамик интенсивности излучения и рассчитанные по экспериментальным данным ФРВ и АКФ интенсивности при различных мощностях генерации. Сделан вывод о негауссовой статистике поля и, следовательно, наличии корреляций в излучении. Описана методика построения пространственно-временных диаграмм, с ее помощью показывается наличие долгоживущих структур в излучении лазера, затухающих за период 10-30 обходов резонатора в зависимости от мощности генерации. Показано, что по порядку величины и характеру мощностной зависимости время жизни соответствует нелинейной длине волокна. Дано описание эксперимента по изучению статистических свойств излучения волоконного ВКР-лазера. В этом случае ширина спектра генерации превышала полосу осциллографа, поэтому возникала необходимость в специальных методиках изучения статистических свойств. Использование методики для выяснения вопроса о наличии корреляций в излучении, описанной в главе 1, позволило сделать заключение о несоответствии свойств излучения

стохастическому сигналу. Дано описание экспериментальной реализации изучения отдельных частей спектра генерации. Показано, что излучение лазера в узком диапазоне вокруг центра спектра характеризуется ФРВ, близкой к экспоненциальной, что, предположительно, говорит о наличии относительно слабых межмодовых корреляций. С отступлением от центра спектра характер излучения меняется, затухание крыла ФРВ интенсивности становится более медленным. При отстройке 1 нм от центра спектра в длинноволновую область ФРВ интенсивности неэкспоненциальна и имеет далекие крылья. Это говорит о нестохастичности излучения и наличии межмодовых корреляций.

Глава 3 посвящена изучению статистических свойств излучения волоконных лазеров со СРОС. Спектр излучения лазеров такого типа не имеет модовой структуры ввиду отсутствия резонатора в классическом понимании, а наличие лишь очень слабой обратной связи за счет ВКР в волокне приводит к качественному отличию характера генерации от волоконных традиционных лазеров с ВБР. Описывается общая экспериментальная методика для изучения схемы генерации с односторонней накачкой в случае использования на конце волокна, противоположном выходному, кольцевого зеркала, плотной узкой ВБР или спектрального фильтра Лио. При использовании ВБР ширина спектра излучения сравнима с шириной для волоконного ВКР-лазера, что позволяет применить методику для измерений с ограниченной полосой. Показано, что излучение в этом случае содержит спектральные корреляции как при небольшом превышении мощностью накачки порогового значения, так и высоко над порогом генерации. При этом характер корреляций качественно различается: в первом случае ФРВ интенсивности затухает медленнее распределения для модельного стохастического излучения, во втором – быстрее. В двух других схемах ширина спектра была слишком большой для прямого использования методики. Для схемы с кольцевым зеркалом описано изучение свойств излучения по частям спектра. Показано, что в центре спектра ФРВ интенсивности затухает быстрее экспоненциального закона, но при отстройке 1 нм в длинноволновую область у нее появляются очень далекие крылья, увеличивающиеся с ростом мощности генерации. Таким образом на краю спектра в излучении присутствуют ярко выраженные корреляции, а центре спектра они слабее. Лазер с фильтром Лио характеризуется широким плоским спектром, состоящим из отдельных линий. Описана модификация методики определения наличия корреляций в излучении, учитывающая большую ширину и специальную форму спектра генерации в этом случае. С ее

помощью установлено, что излучение не является стохастическим. Изучены статистические свойства излучения отдельно взятых линий, формирующих общий спектр. Показано, что в центре спектра форма ФРВ интенсивности ближе к экспоненциальной, чем на краях, хотя отличия и не столь существенны, как у лазера с кольцевым зеркалом. Была предложена феноменологическая модель описания статистических свойств излучения, в которой корреляции присутствовали только между соседними линиями спектра. Расчет по этой модели, однако, не дал даже качественного описания экспериментальной ФРВ, из чего был сделан вывод о более сложном характере спектральных корреляций в излучении.

В главе 4 изучались экстремальные события, наблюдавшиеся в моделировании генерации ВКР-лазера, и экспериментально зарегистрированные в волоконном ВКР-лазере и ВКР-лазере со СРОС в конфигурации с кольцевым зеркалом. Для обоих типов лазеров продемонстрированы зарегистрированные быстрым осциллографом уединенные волны интенсивностью более 50 средних значений и соответствующие им ФРВ интенсивности. Для волоконного ВКР-лазера со СРОС проведен анализ распределения экстремальных событий по временной динамике интенсивности, причем понятие "экстремальной волны" трактовалось в расширенном смысле, что позволяло получить более детальное описание. Изучение временных интервалов между парами волн заданной интенсивности показало, что частота возникновения экстремальной волны монотонно убывает с ростом временного интервала, таким образом, наиболее вероятный интервал равен нулю. Обнаружено, что временная динамика интенсивности неоднородна: в ней есть отдельные участки, на которых зависимость интенсивности от времени имеет вид гладкой функции на больших временных масштабах порядка ста микросекунд, в то время как остальные участки временной динамики имеют стохастический характер. Было показано, что на гладких участках ФРВ временных интервалов падает экспоненциально с ростом временного интервала, что характерно для пуассоновского процесса. Продемонстрирована возможность сведения данных распределений к обычной вероятности, что явилось дополнительным подтверждением гипотезы о следовании генерации интенсивных волн в лазере закону Пуассона. Показано, что данный вывод справедлив для излучения как в центре, так и на краю спектра генерации, несмотря на различие в их свойствах в целом, в частности, – абсолютно разный характер ФРВ интенсивности.

Практическая ценность результатов обусловлена возможностью применения полученных результатов как первичных данных для аналитических и численных моделей, в которых требуется знание статистики интенсивности лазера.

Основные результаты диссертационной работы были опубликованы в шести статьях в рецензируемых журналах, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией [101-106], и представлены на шести конференциях [107-112]: Всероссийская конференция по волоконной оптике (12-14 октября 2011 г., г. Пермь), Российский семинар по волоконным лазерам (27-30 марта 2012 г., г. Новосибирск), Оптика лазеров (25-29 июня 2012, г. Санкт-Петербург), Всероссийская конференция по волоконной оптике (16-18 октября 2013 г., г. Пермь), SPIE Photonics Europe (14-17 апреля 2014 г., г. Брюссель, Бельгия), Всероссийская конференция по волоконной оптике (7-9 октября 2015 г., г. Пермь).

Далее приведены основные положения диссертации, выносимые на защиту:

1. Функция распределения вероятности для интенсивности излучения квази-непрерывных волоконных иттербиевого, ВКР-лазера с точечными отражателями и ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью не соответствует функции для полностью стохастического сигнала. Излучение указанных лазеров содержит спектральные корреляции.
2. Статистические свойства излучения квази-непрерывных волоконных ВКР-лазера с точечными отражателями и ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью зависят от положения в спектре генерации. В центре спектра излучение имеет близкий к стохастическому характер. При смещении к краю спектра спектральные корреляции усиливаются.
3. Статистические свойства излучения волоконных лазеров зависят от мощности генерации. В волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью вблизи порога генерации вероятность возникновения интенсивных волн выше по сравнению со стохастическим излучением, высоко над порогом – ниже.
4. На краю спектра генерации волоконных ВКР-лазера с точечными отражателями и ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью генерируются оптические экстремальные события. Процесс возникновения экстремальных событий в ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью является пуассоновским.

Глава I

Разработка методов изучения статистических свойств излучения волоконных лазеров

§1 Методика спектральной фильтрации на примере численного моделирования генерации в волоконном ВКР-лазере

Начать изучение статистических свойств излучения разумно не с полноценного эксперимента, а с некоторой упрощенной модели явления, на которой можно выявить основные особенности и разработать методику, которая будет использоваться в дальнейшем. В силу отсутствия теоретических моделей наиболее простым вариантом является проведение численного моделирования процесса генерации излучения в волоконном лазере с последующим анализом зависимости интенсивности от времени. Очевидно, что здесь недостаточно анализа балансных уравнений: они описывают только мощность генерации, но не содержат информации ни о спектре, ни о временной динамике интенсивности. Необходимо провести численное решение нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) с соответствующими граничными условиями. Такие работы проводились [44-47, 113-115], но в них не было проведено изучения ФРВ интенсивности. Кроме того, в работах [44, 47] моделирование проводилось для кольцевого лазера, и оно неприменимо для лазера с линейным резонатором; в [114] корреляционные соотношения между фазами мод подбирались искусственно для получения лоренцевского спектра; в [115] отсутствует сравнение с экспериментом; в [45] прямое численное интегрирование системы уравнений для продольных мод невозможно, а подход, основанный на решении кинетических уравнений, приводит к усредненным результатам для наблюдаемого спектра, но не временной динамике.

Подходящее под требуемые задачи моделирование было произведено в [48], где с помощью НУШ описывался процесс генерации в волоконном ВКР-лазере. НУШ описывает распространение электромагнитной волны в нелинейной среде с дисперсией. Для описания лазерной генерации необходимо учитывать взаимодействие волн накачки и Стокса, возникающей за счет ВКР, поэтому решать приходится систему уравнений, включающую в себя НУШ для волн накачки и генерации. Кроме того, в лазере с

линейным резонатором и плотными ВБР необходим учет взаимодействия с волной генерации, отраженной от ВБР и распространяющейся в обратном направлении. Система уравнений в общем случае приобретает вид:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_p^\pm}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 A_p^\pm}{\partial t^2} + \frac{\alpha_p}{2} A_p^\pm - i\gamma_p \left(|A_p^\pm|^2 + 2|A_s^\pm|^2 \right) A_p^\pm - \frac{g_p}{2} \left(|A_s^\pm|^2 + \langle |A_s^\mp|^2 \rangle \right) A_p^\pm = 0 \\
\frac{\partial A_s^\pm}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_s} - \frac{1}{v_p} \right) \frac{\partial A_s^\pm}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s^\pm}{\partial t^2} + \frac{\alpha_s}{2} A_s^\pm - i\gamma_s \left(|A_s^\pm|^2 + 2|A_p^\pm|^2 \right) A_s^\pm - \\
- \frac{g_s}{2} \left(|A_p^\pm|^2 + \langle |A_p^\mp|^2 \rangle \right) A_s^\pm = 0
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь A_p и A_s – амплитуда волны накачки и генерации соответственно, верхние индексы «+» и «-» определяют направление распространения – прямое или обратное соответственно, z и t – координата вдоль резонатора и время, v_p и v_s – групповая скорость волны накачки и генерации соответственно β_{2p} и β_{2s} – коэффициент дисперсии на длине волны накачки и генерации соответственно, γ_p и γ_s – коэффициенты керровской нелинейности на длине волны накачки и генерации соответственно, α_p и α_s – коэффициент затухания на длине волны накачки и генерации соответственно, g_p и g_s – коэффициент усиления на длине волны накачки и генерации соответственно. Отраженной волны накачки в лазере, как правило, нет, поэтому по факту система состоит из трех уравнений, а соответствующая амплитуда в системе уравнений тождественно равна нулю. Уравнения записаны в системе отсчета, двигающейся с групповой скоростью накачки. Встречные волны входят в уравнения с усреднением ввиду быстрого смещения их друг относительно друга.

Интегрирование системы уравнений производится итерационным методом: на текущей итерации используется вид встречной волны, полученной на предыдущей. На первой итерации используются начальные условия для волн накачки и генерации (случайный шум). Математически интегрирование производится стандартным методом разделения по физическим процессам [31]: каждый шаг по координате разделяется на два: дисперсионный и нелинейный, на конце резонатора учитываются граничные условия. После интегрирования уравнений в прямом и обратном направлении производится следующая итерация с начальными условиями в виде результата, полученного на предыдущем шаге. Качественно процесс проиллюстрирован на рис. 1.

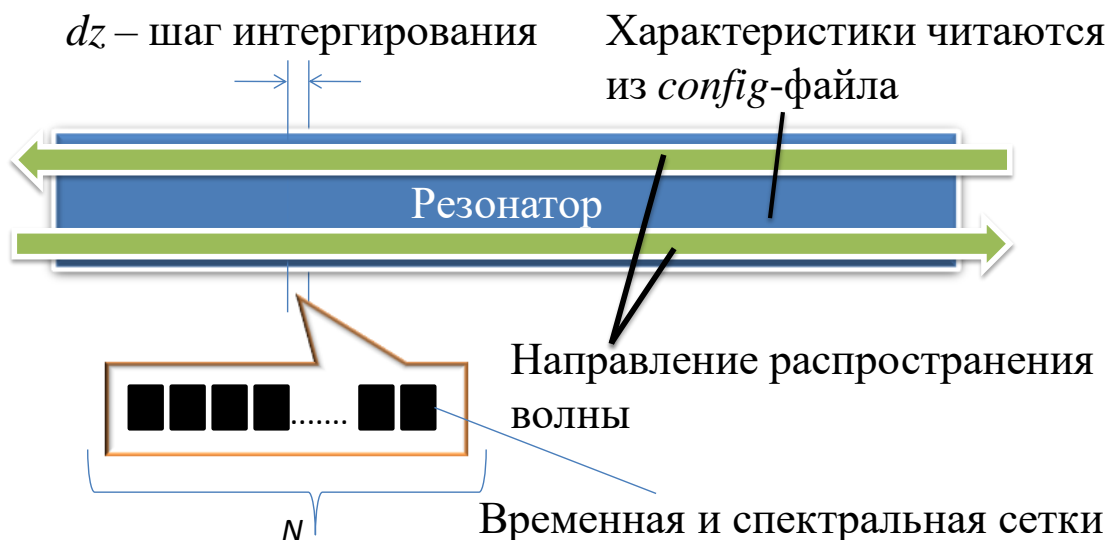


Рисунок 1. Общая схема расчетов в программе.

В программе была реализована возможность сохранения волн на последней итерации. Волна генерации сохранялась в точках с нулевой координатой (перед входом в резонатор) и с координатой $z = L$ перед отражением от ВБР и после отражения от нее. Также сохранялась волна прошедшая через ВБР, то есть покинувшая резонатор. Эти точки последовательно были обозначены как А, В, С и S_{exit} (для выходящей волны).

Базовая часть данной программы была написана на языке программирования C++ С.В. Смирновым. Им же алгоритм был верифицирован на простых физических эффектах, проверено отсутствие зависимости результатов моделирования от размера численной сетки в диапазоне от 2^{12} до 2^{16} точек и произведено моделирование волоконного ВКР-лазера с описанием мощностных характеристик, спектра, временной динамики и ФРВ интенсивности [48]. Там же было показано, что в уравнениях можно пренебречь эффектом фазовой кросс-модуляции (ФКМ), за который отвечают слагаемые вида $i\gamma A_s |A_p|^2$, так как его влияние на мощности и спектр генерации высоко над порогом отсутствует. В представленной работе эта программа использовалась для изучения статистических свойств волоконного ВКР-лазера, модифицируясь при необходимости под решение требуемых задач.

Прежде всего, было проведено моделирование генерации волоконного ВКР-лазера с целью изучения статистических свойств его излучения. Длина временной сетки равнялась 2^{14} точек, количество точек частотной сетки совпадало с временной, размер частотной сетки был равен 5 нм. В качестве начальных условий использовался белый шум – один фотон со случайной фазой для каждой частоты в сетке. Как уже

упоминалось, использовался итерационный метод решения системы НУШ, где одна итерация соответствовала интегрированию уравнений вдоль резонатора в положительном и отрицательном направлениях, – одному полному обходу резонатора. Проверкой было показано, что режим генерации (спектр, ФРВ интенсивности) устанавливается за примерно 10^2 – 10^4 обходов резонатора в зависимости от мощности, при дальнейших итерациях происходит моделирование стационарной генерации. Последующий расчет был необходим для накопления достаточного объема данных и получения более полной статистики. Полное число обходов ограничивалось производительностью: на стационарном компьютере расчет с 315 обходами, из которых 110 были "установочными", занимал до 10 часов (в зависимости от функционала программы), что давало $2^{14} \cdot (315 - 110) = 3,3$ миллиона точек во временной динамике. Использование ресурсов информационно-вычислительного центра НГУ позволяло увеличить количество итераций до порядка 2000 (из которых 250 были "установочными"), и, что не менее важно, рассчитывать одновременно до 7 потоков, например, изучать генерацию на различных мощностях.

Параметры моделирования были следующими: $\alpha_p = 0,5 \text{ (км)}^{-1}$, $\alpha_s = 0,83 \text{ (км)}^{-1}$, $\beta_{2p} = 17,9 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\beta_{2s} = 7,17 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\gamma_s = 3 \text{ (км}\cdot\text{Вт)}^{-1}$, $g_s = 1,3 \text{ (км}\cdot\text{Вт)}^{-1}$, длина резонатора $L = 370 \text{ м}$. Эффект ФКМ не учитывался. Данные характеристики соответствовали лазеру, исследованному в [33]. Нелинейный шаг интегрирования равнялся 0,004 в единицах нелинейной длины, или около 40 см. Форма ВБР моделировалась супергауссовым частотным профилем с показателем степени в экспоненте равным 6. Ширина ВБР равнялась 0,5 нм, коэффициент отражения в центре был равен 1; стоит отметить, что супергауссовый профиль характеризуется плоской формой решеток при отстройке по частоте меньшей характерной спектральной ширины ВБР, и быстрым падением коэффициента отражения при отстройке по частоте большей данной ширины. Подобный профиль ближе по характеристикам к прямоугольному зеркалу, чем гауссовый. Также программой предусматривалась возможность проведения расчетов с использованием экспериментальных профилей решеток, при тестировании часть расчетов была выполнена с экспериментальными профилями ВБР из [33]. Существенно, что количество продольных мод в изучаемом резонаторе, равнялось примерно $5 \cdot 10^5$ при характерной ширине спектра равной ширине ВБР, то есть лазер был существенно многочастотным. Накачка имела длину волны 1060 нм, спектральную ширину 0,1 нм,

мощность накачки для большинства расчетов бралась равной 3 Вт, но проводились и расчеты генерации для других значений мощности. Длина волны генерации равнялась 1260 нм. Мощностные характеристики были промоделированы в [48], порог генерации равнялся 0,3 Вт.

Шаг частотной сетки в частотных единицах при выбранных параметрах составлял 57.7 МГц, а межмодовый интервал лазера, равный $c/2nL$, где n – показатель преломления волокна, – 0,27 МГц. Таким образом, каждый узел сетки описывал только одну моду лазера. Шаг временной сетки составлял около 0,75 пс.

Спектр, рассчитанный на одном обходе резонатора, сильно зашумлен, амплитуды спектральных компонент и их фазы испытывают сильные флуктуации. Так как обычно спектр измеряется на временах, больших по сравнению с характерным временем флуктуаций излучения, для сравнения с экспериментом удобно использовать усредненный по многим обходам резонатора спектр генерации. Такие спектры представлены на рис. 2 для различных точек.

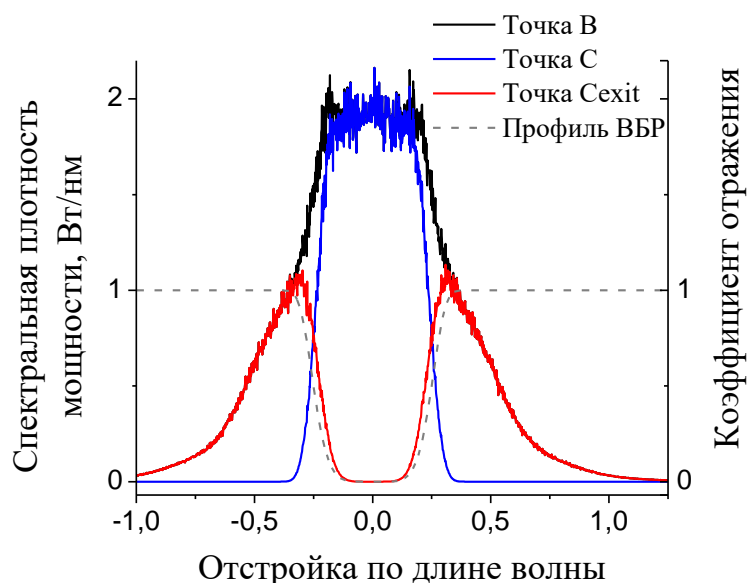


Рисунок 2. Усредненный спектр генерации после прохождения волокна (точка В), после отражения от ВБР (точка С) и выходящий из резонатора (точка Сexit). Пунктирной линией показан профиль ВБР.

Видно, что волна генерации после прохождения по волокну имеет за счет дисперсионного уширения спектральную ширину больше, чем ширина ВБР. Соответственно, центральная часть спектра генерации отражается от плотной решетки, а из резонатора выходят спектральные крылья излучения. Таким образом, генерация на

краю спектра происходит за один проход резонатора, в то время как центральная часть спектра излучения, наоборот, совершает большое число обходов.

Характерная зависимость интенсивности стоксовой волны от времени показана на рис. 3а. Амплитуда нормирована на величину средней мощности генерации, так что значения интенсивности, превышающие единицу, соответствуют локальным всплескам, меньшие единицы – понижению относительно средней мощности. Данная нормировка графиков будет в дальнейшем использоваться повсеместно, если не оговорено иное. Интенсивность испытывает сильные флуктуации на временах, порядка десяти пикосекунд, что превышает шаг сетки и соответствует обратной ширине спектра генерации. Значения интенсивности флуктуаций меняются в диапазоне от нуля до 10-15 в единицах средней интенсивности излучения. Подобный стохастический вид временной динамики интенсивности характерен для генерации в многочастотных лазерах.

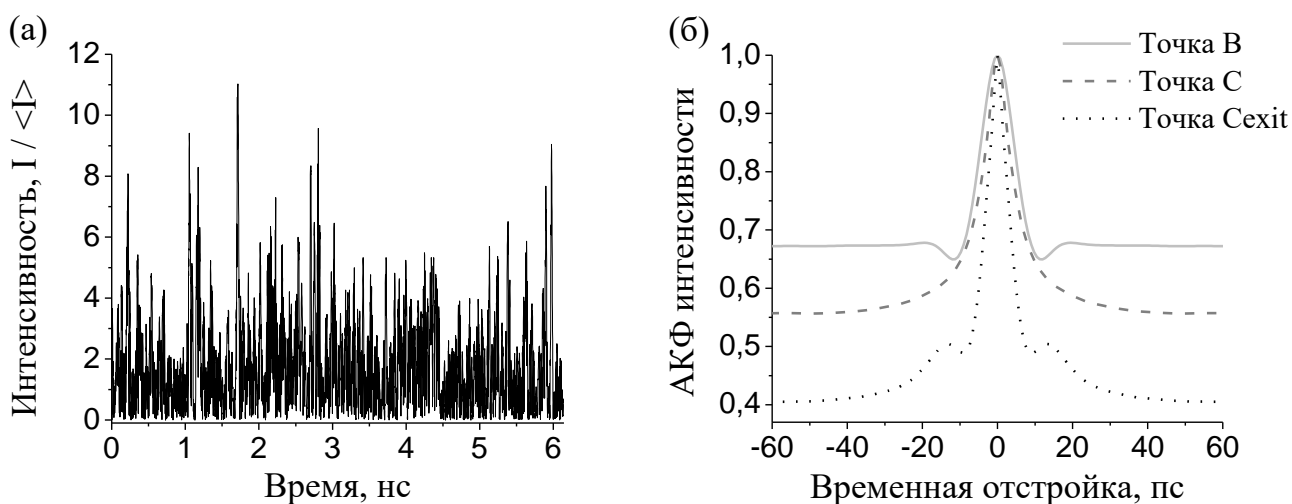


Рисунок 3. (а) Характерная зависимость интенсивности волны генерации от времени. (б) АКФ интенсивности для волн после прохождения резонатора (точка В), отраженной от ВБР (точка С) и вышедшей из резонатора (точка Сехит).

Одним из способов характеристики временной динамики является автокорреляционная функция (АКФ) интенсивности. По определению:

$$ACF(t) = \frac{\int_0^{\infty} I(t'+t)I(t')dt'}{\int_0^{\infty} I^2(t')dt'} \quad (2)$$

Здесь I – интенсивность лазерного излучения. В этом случае АКФ нормирована на единицу при $t = 0$. С увеличением времени АКФ гладко падает с единицы до некоторого

уровня; при временах много больше времени корреляции АКФ равна отношению квадрата первого и второго моментов. Для стохастического сигнала, имеющего гауссову статистику поля, отношение моментов, а следовательно, и уровень АКФ, равны 0,5 [14]. На рис. 3б показаны характерные АКФ интенсивности для внутррезонаторной, отраженной от ВБР и вышедшей из резонатора волн.

Из вида АКФ можно оценить время корреляции излучения. Полученное значение 5 пикосекунд согласуется с шириной пика во временной динамике и численно равно обратной ширине спектра.

Для изучения статистических свойств излучения принципиально важно выяснить вид ФРВ интенсивности $\rho(I)$. Требуется ее оценка исходя из эмпирических данных – измеренных или, в данном случае, полученных при численном моделировании. По экспериментальным данным возможно построить гистограмму интенсивностей следующим образом. Весь диапазон наблюдаемых значений интенсивности от 0 до I_{\max} разбивается на K бинов шириной $\Delta I = I_{\max} / K$, и все значения I_n , полученные в n -ой точке временной сетки, распределяются по гистограмме. Так как общая длина временной сетки $T \sim 12$ нс на 3-4 порядка превышает время корреляции, то итоговую гистограмму корректно использовать для описания временной динамики интенсивности как стохастического процесса. Несложно показать, что набор значений H_k аппроксимируют ФРВ при достаточно больших K и $N \gg K$. Действительно, количество зарегистрированных значений интенсивности в интервале от $(k-1) \cdot \Delta I$ до $k \cdot \Delta I$ дается значением гистограммы H_k , и оно же может быть вычислено из ФРВ:

$$H_k = N \cdot \int_{(k-1)\Delta I}^{k\Delta I} \rho(I) dI \cong N \rho(I_k) \Delta I, \quad (3)$$

где введено обозначение $I_k = (k-1) \Delta I$. Последнее равенство с хорошей точностью верно при $\Delta I \ll I_{\max}$, которое здесь выполняется. Таким образом, ФРВ интенсивности можно оценить как отношение $H / (N \cdot \Delta I)$. В расчетах $K = 1000$, а полное количество значений интенсивности N , использованных для гистограммы, равнялось $N_{\text{pass}} \cdot N$, где N_{pass} – количество промоделированных обходов резонатора после установления режима генерации, N – размер временной сетки, равный 2^{14} . Здесь и далее при моделировании использовались 315 проходов, из которых 110 – "установочные", так что $N_{\text{pass}} = 205$. Соответственно, полный буфер гистограммы состоял из приблизительно $3,36 \cdot 10^6$ значений, и условие $N \gg K \gg 1$ выполнялось с большим запасом.

Характерные ФРВ интенсивности представлены на рис. 4. На рисунке использован логарифмический масштаб по оси ординат: ФРВ быстро падает с ростом интенсивности, без этого визуально оценить скорость и характер падения не представляется возможным. В логарифмическом масштабе экспоненциальное затухание описывается прямой, что позволяет даже визуально определять ФРВ этого типа.

Вопрос о поведении ФРВ при изменении мощности накачки интересен сам по себе, но в рамках представленной работы он подробно не изучался. Здесь лишь констатируем качественное изменение формы ФРВ при увеличении мощности генерации. На рис.4а представлены ФРВ интенсивности для мощностей накачки 0,5 Вт, 1 Вт и 2 Вт. Расчеты были выполнены числом проходов около 1500, что выразилось в большем числе точек для гистограмм и, соответственно, в лучшей их точности.

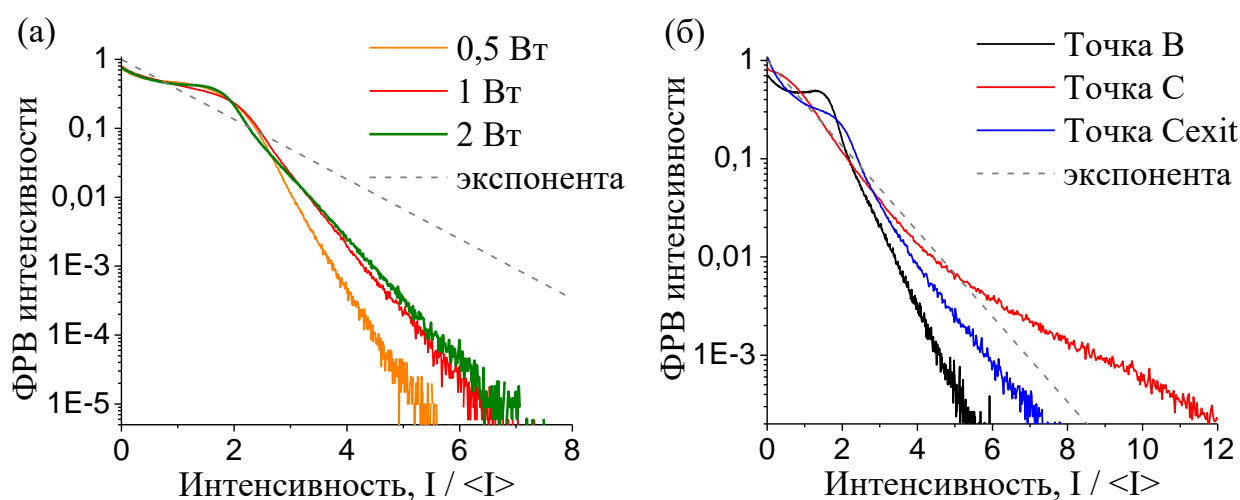


Рисунок 4. Характерные ФРВ интенсивности Стоксовой волны (а) при значениях мощностей накачки 0,5 Вт, 1 Вт и 2 Вт и (б) в различных точках резонатора: после прохождения волокна (точка В), после отражения от ВБР (точка С) и выходящий из резонатора (точка Сexit). Штриховой линией показана экспоненциальная зависимость.

Как обсуждалось выше (см. рис. 2), излучение имеет существенно различные механизмы формирования в центре и на краю спектра: в центральной части излучение многократно отражается от решеток, совершая большое количество обходов резонатора, в то время как на краю спектра оно генерируется за один проход, после чего покидает резонатор. Интересно сравнить статистические свойства излучения в точках В, С и Сexit, то есть излучения до отражения от ВБР, после отражения и вышедшего из резонатора. На рис. 4б представлены ФРВ интенсивности и для соответствующих волн, промоделированные при мощности накачки 3,014 Вт. Для наглядности использован логарифмический масштаб по оси ординат.

ФРВ имеют неэкспоненциальный характер, причем отличия наблюдаются при всех изученных мощностях генерации. Данный результат достаточно нетривиален: в случае если моды лазера были некоррелированными, их суммарная амплитуда описывалась бы распределением Гаусса, а интенсивность – экспоненциальным. Отклонение от этого закона означает статистическую зависимость между отдельными модами, то есть наличие межмодовых корреляций. Более того, как показано в [7], при суммировании большого количества лазерных мод распределение амплитуд (в частности, их статистическая зависимость) влияют на статистику суммарной амплитуды слабо; существенные изменения в ФРВ возникают из-за наличия корреляций между фазами волн. Таким образом можно утверждать, что в рассматриваемой модели волоконного лазера наблюдается наличие фазовых межмодовых корреляций, проявляющихся в неэкспоненциальности ФРВ интенсивности.

Аналогичный вывод можно сделать и исходя из вида АКФ. Как известно, для гауссовой статистики отношение первого и второго моментов равно 2, и это значение должно наблюдаться в отношении значения АКФ в пике и при больших временах, превышающих время корреляции τ . При нормировке (2) из этого следует, что уровень АКФ – среднее значение при временах $t \gg \tau$ – должен быть равен 0,5. Как видно из рис. 3б, это не выполняется (для внутривибрационной волны уровень равен примерно 0,66 при мощности накачки 3 Вт), соответственно, можно сделать вывод, аналогичный вышеизложенному: в излучении лазера присутствуют межмодовые корреляции, вследствие наличия которых наблюдается отличие статистических свойств излучения от свойств стохастического сигнала.

Возвращаясь к рис. 4б, заметим, что статистические свойства излучения в трех точках неодинаковы. Все три ФРВ неэкспоненциальны, но характер их различается очень существенно. Так, до отражения от ВБР излучение характеризовалось ФРВ, спадающей быстрее экспоненты; вышедший же из резонатора свет имеет ФРВ, затухающую при больших t медленнее экспоненты. Очевидно, что это свидетельствует о принципиальном различии статистических свойств. Из вышесказанного напрямую следует, что логично ожидать различия статистических свойств излучения для центральной и краевой частей спектра, если они будут рассмотрены в отдельности.

Для изучения статистических свойств отдельно выбранных частей спектра потребовалось модифицировать программу. А именно, была дополнительно написана

процедура, позволяющая обрабатывать и сохранять данные не всего спектра в определенной точке, а только его части. Для этого на спектральную сетку накладывался прямоугольный фильтр, который занулял все спектральные компоненты за пределами заданного интервала. На рис. 5 на фоне полного спектра в точке В изображены модифицированные спектры после наложения спектральных фильтров шириной 0,1 нм, расположенного в центре спектра (рис. 5а) и шириной 0,5 нм и центрированного на краю спектра (с отстройкой 1 нм от центральной длины волны, рис. 5б). Во втором случае для большей наглядности использован логарифмический масштаб по оси ординат. Фильтр действовал именно на амплитудную частотную сетку, аналогично оптическому фильтру в реальном эксперименте. После фильтрации спектр преобразованием Фурье переводился во временной сигнал, который обрабатывался программой как обычные временные динамики – значения добавлялись в гистограммы, последний временной сигнал сохранялся после завершения расчетов и т. д. Нужно особо отметить, что данная процедура не изменяла размер и масштаб временной и частотной сеток, а только меняла значения амплитуд поля в ее узлах. Естественно, эффективная мощность генерации после спектральной фильтрации получалась меньше, так как часть мод исключались из излучения, но программа корректно учитывала эти изменения.

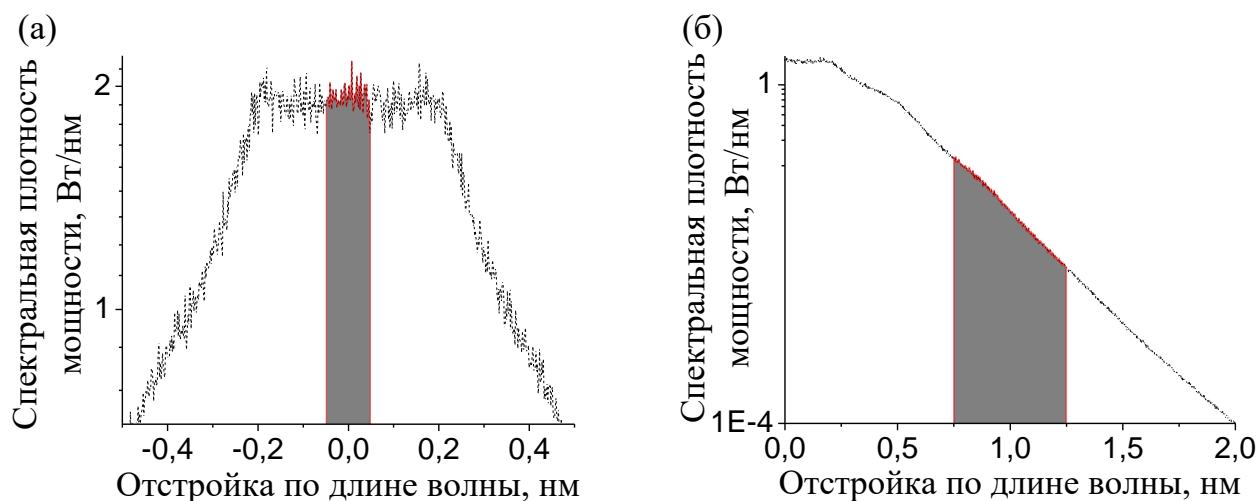


Рисунок 5. Части спектра, вырезаемые спектральным фильтром: (а) – шириной 0,1 нм, расположенным в центре спектра; (б) – шириной 0,5 нм с отстройкой 1 нм от центра спектра. Пунктиром показан исходный спектр.

На рис. 6 представлена характерная временная динамика излучения после спектральной фильтрации при значениях ширины фильтра 0,1 нм (рис. 6а) и 0,2 нм (рис. 6б), центр спектрального фильтра при этом располагался на 0,5 нм правее центра

спектра. Мощность накачки была установлена равной 3,014 Вт, все дальнейшее моделирование также проводилось при указанном значении. Хорошо видно, что временной масштаб флуктуаций интенсивности возрос по сравнению с временной динамикой полного спектра (см. рис. 3а), причем с уменьшением ширины фильтра это различие растет, что для изображенных на рис. 6 зависимостей видно невооруженным глазом. Данный факт совершенно логичен, так как эффективная ширина спектра уменьшается, что приводит к возрастанию времени корреляции, проявляющегося в соответствующем изменении масштаба флуктуаций во временной динамике. При ширине фильтра более 0,01 нм размер временной сетки много больше масштаба временных флуктуаций, что позволяет использовать аппарат математической статистики. Также при таком условии на ширину фильтра в "урезанном" спектре остается большое количество – порядка 100 и более – мод.

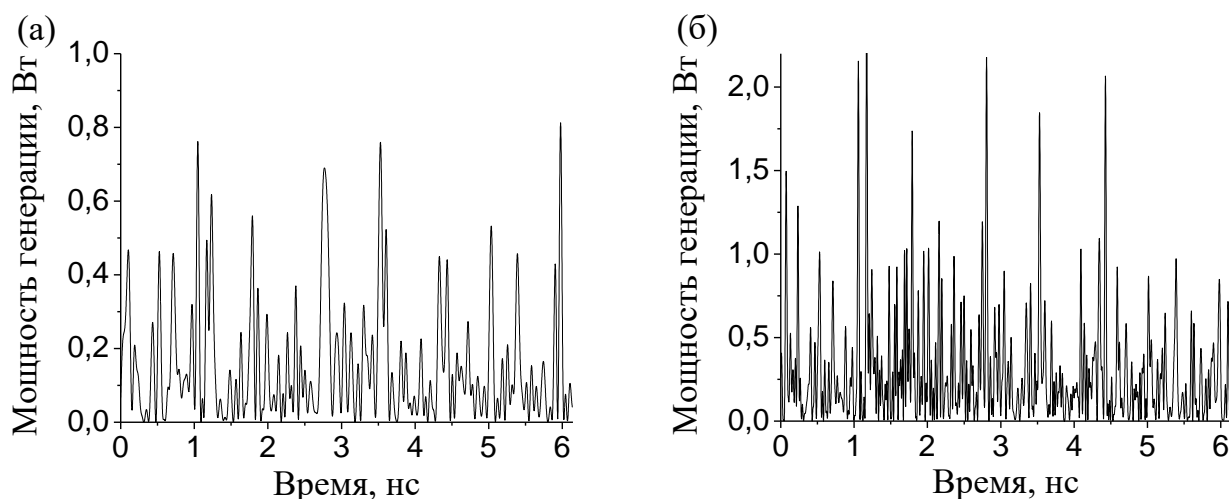


Рисунок 6. Характерная зависимость интенсивности Стоксовой волны от времени после фильтрации. Ширина фильтра равна (а) 0,1 нм (б) 0,2 нм. Фильтр расположен на удалении 0,5 нм от центра спектра.

Как обсуждалось выше, особый интерес может представлять сравнение статистических свойств генерации в центре и на краю спектра. Было проведено моделирование лазерной генерации со стандартными параметрами, в котором сохранялись ФРВ интенсивности для центральной части спектра (длина волны 1234,0 нм) и краев спектра. Во втором случае длина волны варьировалась до 1235,0 нм с шагом 0,20-0,25 нм. Исследовались различные значения ширины спектрального фильтра от 0,01 нм до 1 нм.

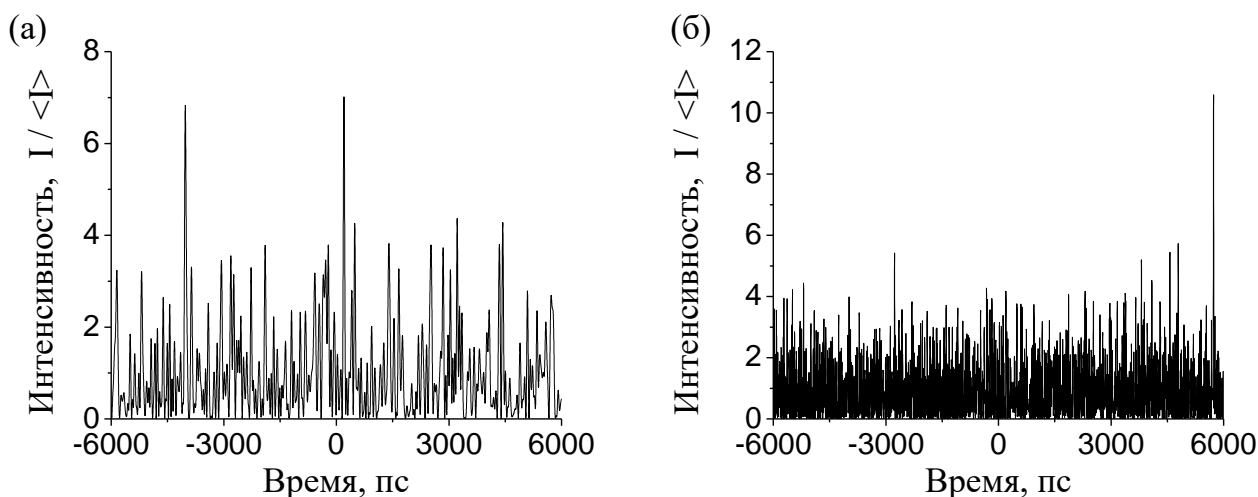


Рисунок 7. Зависимость интенсивности Стоксовой волны от времени после фильтрации.

Ширина фильтра равна (а) 0,1 нм (б) 0,5 нм. Фильтр расположен в центре спектра.

На рис. 7а и 7б приведены характерные временные динамики интенсивности для излучения, прошедшего спектральную фильтрацию при положении фильтра в центре спектра и его ширине, равной 0,1 нм и 0,5 нм соответственно. Ось ординат перенормирована на среднее значение интенсивности, генерируемое в исследуемом спектральном диапазоне. Визуально зависимость, за исключением увеличения масштаба флуктуаций, вызванных эффективным уменьшением ширины спектра, мало отличается от зависимости интенсивности от времени для полного спектра генерации.

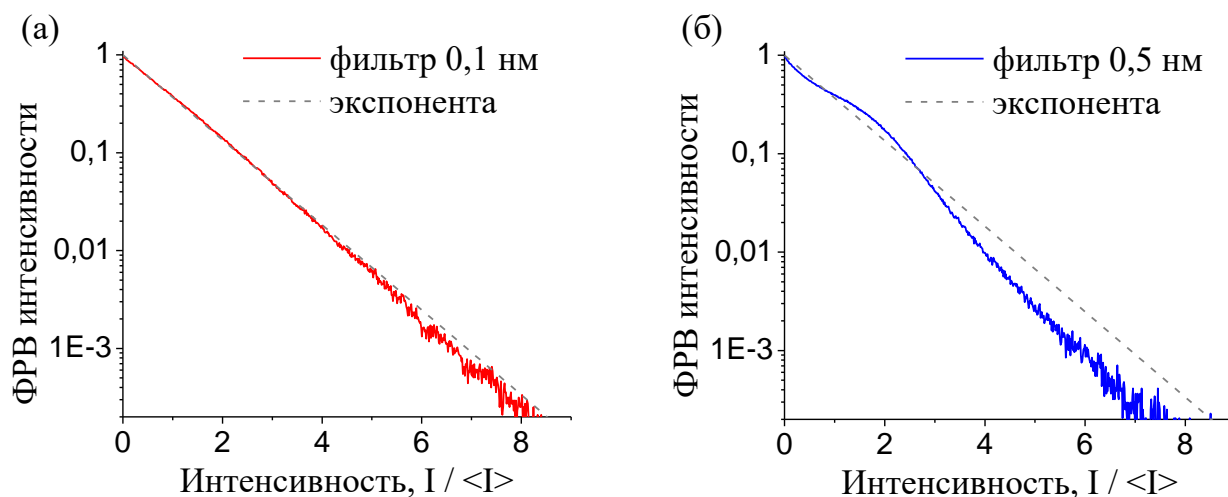


Рисунок 8. ФРВ интенсивности для области в центре спектра шириной (а) 0,1 нм (б) 0,5 нм.

На рис. 8 приведены ФРВ интенсивности для излучения, прошедшего спектральную фильтрацию при положении фильтра в центре спектра и его ширине равной 0,1 нм и 0,5 нм. И здесь уже хорошо видно существенное отличие от ФРВ интенсивности спектра генерации в целом: в данном случае ФРВ мало отличается от

экспоненты, следовательно, излучение имеет характер близкий к стохастическому. Более того, при малой ширине фильтра отличие ФРВ от экспоненты исчезает практически полностью. Можно предположить, что слабость корреляций между модами обусловлена большим количеством обходов резонатора, в процессе которых волны "забывают" фазовые корреляции, возникшие при их генерации. С увеличением ширины фильтра отличие от формы ФРВ от экспоненты увеличивается, при значении ширины 0,5 нм оно уже достаточно велико (см. рис. 8б). Это можно объяснить тем, что при данной ширине фильтра в расчет попадают моды, расположенные на "изломе" спектра (при отстройке примерно 0,2 нм от центра линии генерации), где коэффициент отражения ВБР уже существенно отличается от единицы; такие моды делают меньшее число обходов, чем центральные.

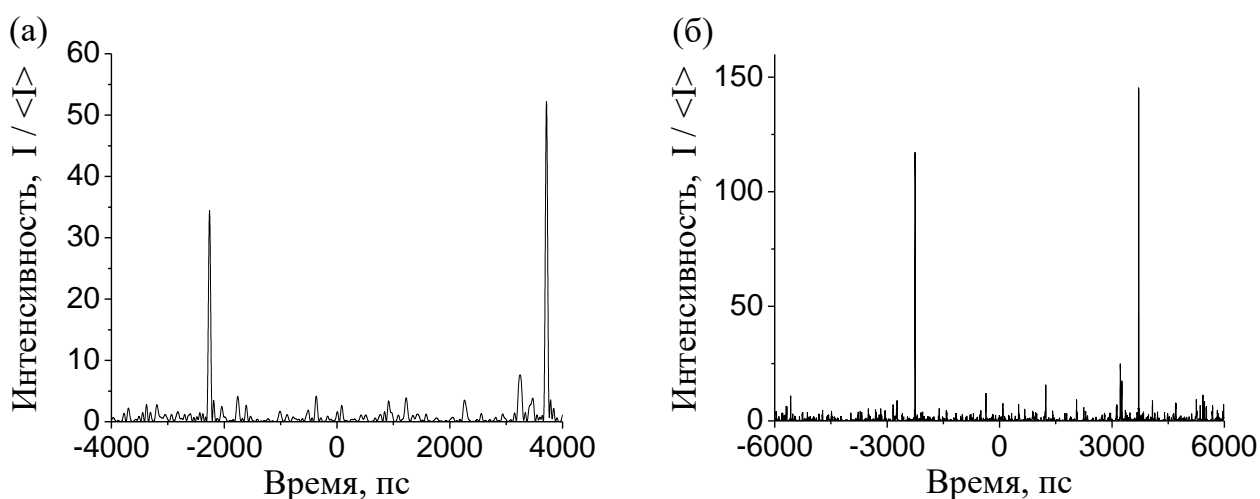


Рисунок 9. Зависимость интенсивности Стоксовой волны от времени после фильтрации: (а) – ширина фильтра равна 0,1 нм, (б) – 0,5 нм. Фильтр удален от центра спектра на 1 нм.

Перейдя к рассмотрению излучения на краю спектра, мы увидим радикально отличающуюся картину. На рис. 9 представлены зависимость интенсивности от времени для излучения, прошедшего спектральную фильтрацию с шириной фильтров 0,1 нм и 0,5 нм на краю спектра генерации, с отстройкой 1 нм от центра спектра. При очень малой средней интенсивности в излучении наблюдаются огромные одиночные волны с амплитудой, достигающей при ширине фильтра 0,5 нм до 150 средних значений интенсивности! При ширине фильтра 0,1 нм пиковые значения меньше – около 50 – но и это значение очень велико и примерно в 4 раза превосходит максимум как для лазерного излучения в целом, так и для отдельно выделенной центральной части. Кроме того в последнем случае можно предположить, что из-за большого уширения импульса,

связанного с его малой спектральной шириной, пик «сглаживается» и его амплитуда становится меньше по сравнению с результатом для более широкого фильтра. Далее будет обсуждаться влияние ограниченной полосы сигнала на его статистические свойства.

Разумеется, данный феномен проявляется и в ФРВ интенсивности. На рис. 10 представлены ФРВ для тех же ширин фильтров, расположенных на краю спектра. Форма распределения в данном случае отличается от экспоненты радикально: ФРВ имеет очень далекие крылья, спадающие с ростом интенсивности значительно медленнее экспоненциального закона. Таким образом, на краю спектра генерации спектральные корреляции существенны настолько, что не просто деформируют экспоненциальную форму ФРВ, но задают ей принципиально иной характер. В литературе за распределениями подобной формы закрепилось название "L-образных".

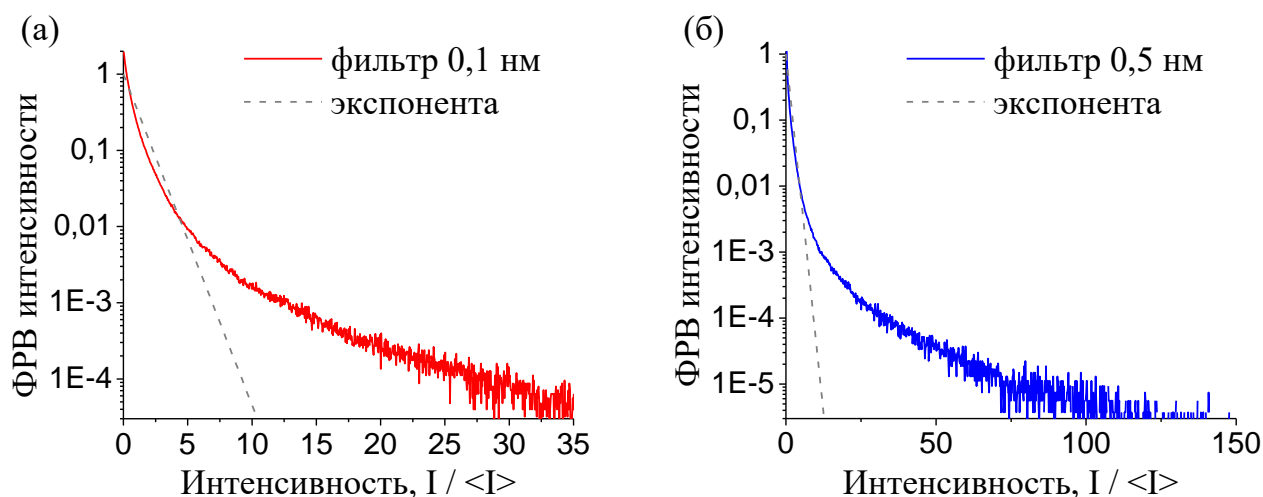


Рисунок 10. ФРВ интенсивности для области с отстройкой 1 нм от центра спектра шириной
(а) 0,1 нм (б) 0,5 нм.

Стоит подчеркнуть еще раз, что столь значимое отличие свойств лазерного излучения в центре и на краю спектра может быть разумным образом связано с различием в процессе формирования: за большое количество обходов для центральной части, и за один обход – для края спектра.

Таким образом, был установлен примечательный факт: статистические свойства излучения волоконного ВКР-лазера существенно различаются для центральной и краевой части спектра. В центре спектра ФРВ интенсивности имеет близкий к экспоненциальному вид, что соответствует предположению о статистической независимости мод. На краю спектра генерации наблюдаются одиночные волны

большой – в 100 с лишним раз превосходящей среднее значение – интенсивности, наличие которых приводит к специфической неэкспоненциальной форме ФРВ с очень далекими крыльями, что дает основание предполагать наличие существенных межмодовых корреляций на краю спектра генерации лазера.

§2 Методика изучения статистических свойств излучения при измерениях с ограниченной полосой

Разумеется, большой интерес представляло бы получение экспериментальных результатов и последующее их сравнение с результатами моделирования. Но постановка эксперимента ставит целый ряд вопросов, без предварительного обсуждения которых нет возможности говорить о всестороннем изучении явления. Разрешение этих вопросов потребует дополнительного анализа с целью определения правильной методологии эксперимента.

Так, на стадии анализа результатов моделирования, обсуждавшихся выше, был проверен интересный эффект. Если временную динамику интенсивности усреднить, фактически заменяя N значений в последовательных узлах сетки на одно, равное их среднему, и только после этого распределять полученные значения по гистограмме, – то ее форма кардинально меняется и при достаточно больших N становится практически гауссовой (очевидно, среднее значение интенсивности при такой операции остается неизменным).

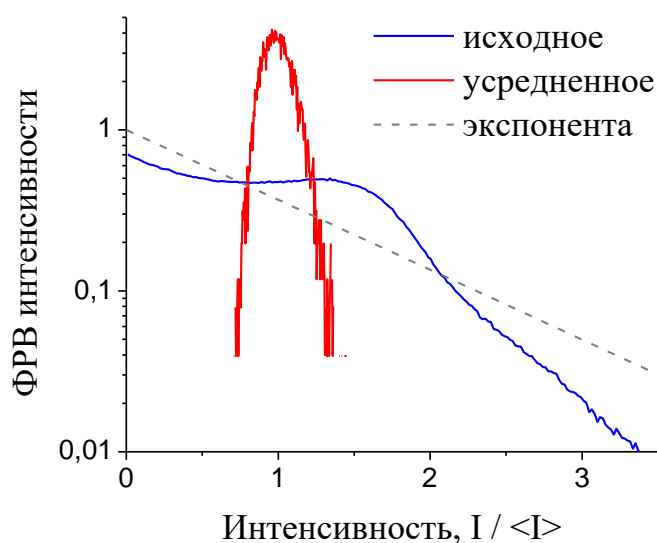


Рисунок 11. ФРВ интенсивности временной динамики, усредненной по окну 300 пс.

На рис. 11 показаны ФРВ интенсивности, полученные при обычном моделировании (ее центральная часть) и при предварительном усреднении временной динамики по интервалу 300 пс (примерно 400 точек). При усреднении количество точек уменьшается, и из-за этого гистограмма получается менее репрезентативной, но качественное отличие зависимостей очевидно.

Более того, для иллюстрации можно рассмотреть даже простейшую аналитическую модель с двумя случайными величинами A и B , имеющими единичное среднее и распределенными по экспоненциальному закону. ФРВ их суммы $C = A + B$ будет иметь вид:

$$\rho_C(C = X) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(X - Y) \rho_B(Y) dY = \int_0^X \exp(-(X - Y)) \cdot \exp(-Y) dY = X \exp(-X) \quad (4)$$

то есть сумма двух случайных величин уже имеет принципиально иное распределение, в частности – в нуле оно имеет нулевое значение (а не максимальное, как для исходных распределений).

При этом в реальном эксперименте подобное усреднение всегда имеет место. Действительно, чтобы зарегистрировать излучение лазера, требуется фотодетектор, преобразующий его в электрический сигнал. Ввиду того, что время отклика фотодетектора отлично от нуля, мы имеем некоторое эффективное усреднение мгновенного значения интенсивности света, и уже самим фактом измерения вносим деформации в интересующую нас ФРВ. Помимо этого усреднения можно выделить еще два фактора, связанные с передачей электрического сигнала, сформированного фотодетектором, на осциллограф: это конечная частотная полоса пропускания осциллографа, которая также видоизменяет полученный сигнал, и собственные шумы осциллографа, накладывающиеся на зарегистрированную временную динамику интенсивности лазера. Здесь говорится именно о полосе пропускания и шуме осциллографа, так как в последующих экспериментах они вносили основные искажения. Фотодетектор характеризовался малыми значениями собственного шума и полосой пропускания на ~50% процентов более высокой по сравнению с осциллографом.

Как показало численное моделирование, в излучении многочастотного волоконного лазера можно ожидать наличия спектральных корреляций, проявляющихся, в частности, в отклонении ФРВ интенсивности от экспоненциального закона. При этом приборные эффекты будут накладывать свои искажения в

регистрируемый сигнал, что приведет к еще большему усложнению формы ФРВ. Данные искажения носят необратимый характер, восстановить исходную форму временной динамики интенсивности, очевидно, невозможно. Также невозможно полностью избавиться от их влияния. Для преодоления этих сложностей могут быть предложены различные способы.

Во-первых, очевидно, разумно стремиться к минимизации влияния приборных эффектов. Проще всего с электрическим шумом осциллографа: если работать с достаточно большими входными мощностями фотодетектора, то выходная амплитуда электрического сигнала будет составлять единицы вольт, что, как правило, на два порядка превосходит модуль амплитуды шумов даже высокочастотного осциллографа. Более подробно этот аспект будет разобран далее. Для минимизации эффектов усреднения и ограничения частотной полосы требуется, чтобы ширина спектра лазерного излучения была меньше спектральной полосы осциллографа (частота дискретизации всегда в два или более раз превышает полосу пропускания, так что влияние усреднения не будет более сильным, чем ограничения полосы). Если условия лазерной генерации не позволяют добиться достаточно узкого спектра, то возможно воспользоваться методом спектральной фильтрации. Выше подробно описано его использование для изучения статистических свойств излучения в разных частях спектра генерации, но возможно и использование с обсуждаемой целью. Действительно, всегда можно выбрать достаточно узкий спектральный фильтр с шириной малой по сравнению с полосой пропускания осциллографа. В этом случае эффективно ширина спектра станет меньше, и искажения во временную динамику интенсивности вносятся существенно более слабые. Разумеется, необходимо чтобы в выбранном спектральном диапазоне генерируемая мощность была достаточной для уверенной регистрации, но так как изучаемые лазеры работали всегда высоко над порогом генерации, то в этом вопросе проблем не возникало. Данная методика широко использовалась при проведении экспериментов, результаты которых будут описаны в последующих главах.

Во-вторых, рациональным подходом видится выяснение характера и степени влияния приборных эффектов на изучаемые статистические свойства. В исследуемой задаче вопрос упрощается тем, что прежде всего важно выяснить, присутствуют ли спектральные корреляции в излучении лазера. Если иметь представление, как меняются статистические свойства случайного сигнала под влиянием изучаемых приборных

эффектов, то эти результаты можно сравнивать с наблюдаемыми в эксперименте. Более конкретно, если промоделировать стохастическое излучение, имеющее гауссову статистику поля, то возможно численно изучить влияние шумов, ограничения полосы пропускания и усреднения на этом модельном сигнале. Зная, как изменяется, к примеру, ФРВ интенсивности некоррелированного сигнала, можно производить ее сравнение с экспериментально полученными распределениями. При условии идентичной степени влияния приборных эффектов они должны совпасть в случае, если исходное излучение лазера подчиняется распределению Гаусса, а несовпадение, таким образом, будет свидетельствовать о наличии корреляций в лазерном излучении. Для реализации описанного алгоритма нужно получить модельное стохастическое излучение, а также разработать методику моделирования самих приборных эффектов. Очевидно, что описанное выше численное моделирование на основе решения системы НУШ плохо подходит для этой задачи, так как полученное излучение содержало межмодовые корреляции.

В-третьих, возможно в значительной степени избежать этих проблем, используя другие схемы регистрации лазерного излучения, свободные от подобных ограничений, в том числе косвенные. Необходимость исследований в этом направлении для преодоления ограничения частотной полосы формулировалась в [40], где был предложен один из методов регистрации высокочастотных флуктуаций волоконного лазера, к сожалению, неприменимый для изучения его статистических свойств. Позднее были разработаны более совершенные методики [92, 116, 117], но в представленной работе они не использовались.

Таким образом, возникала необходимость численного изучения влияния приборных эффектов на стохастическое излучение с искусственно заданными свойствами. Моделирование такого случайного сигнала проводилось простейшим способом: излучение представлялось в виде алгебраической суммы из N плоских монохроматических волн, заданных на своей временной сетке каждая, по формуле

$$E = \sum_{k=-\frac{N}{2}+1}^{\frac{N}{2}} E_k \sin(\omega_k t + \varphi_k) \quad (5)$$

Каждая из монохроматических волн характеризовалась своим значением частоты $\omega_k = \omega_0 + k \cdot \delta\omega$, где ω_0 – центральная частота, на практике значение которой можно

было без потери общности выбрать равным нулю, условным межмодовым интервалом $\delta\omega$, значением начальной фазы φ_k , генерируемым случайным образом в интервале $[0; 2\pi]$, и определенным значением амплитуды E_k , таким чтобы общий спектр имел характерную для волоконных лазеров форму с экспоненциально спадающими крыльями, а суммарная средняя мощность была равна 1 Вт для простоты обработки в дальнейшем. Количество мод N было выбрано равным 2^{16} , – максимально возможным для расчетов за приемлемое время при имеющихся вычислительных ресурсах. Полная ширина спектральной сетки равнялась 100 ГГц, ширина спектра могла быть настроена отдельно, далее будут описаны результаты для ширины 30 ГГц по уровню 10 дБ. Шаг временной сетки составлял 10 пс. Разумеется, в столь простой модели нет естественных размерных временных или спектральных параметров, и масштаб временной и частотной сеток может быть изменен простым переобозначением. Приведенные значения были выбраны лишь для удобства сравнения с экспериментом.

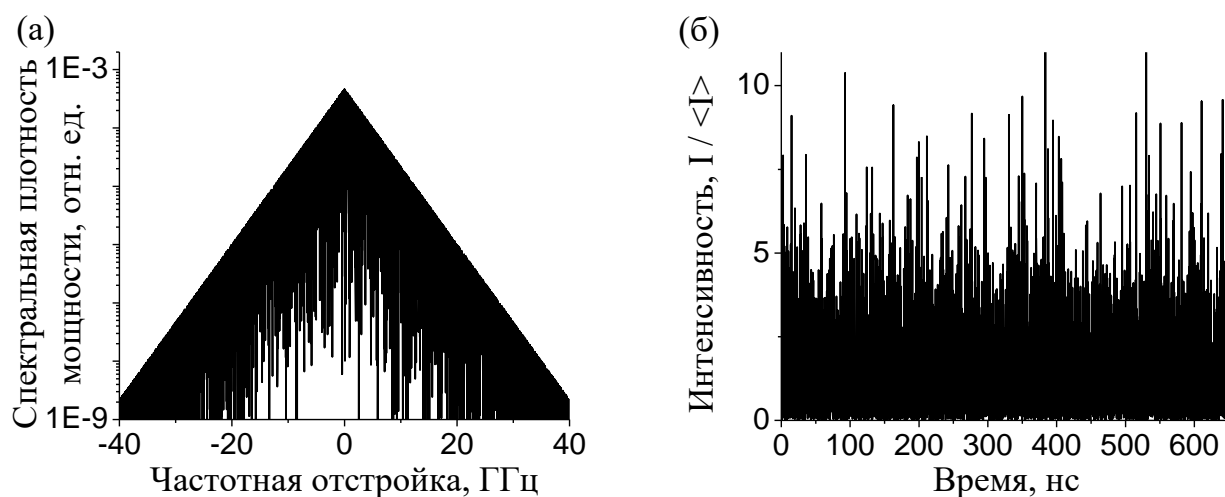


Рисунок 12. (а) Спектр и (б) зависимость интенсивности от времени для промоделированного полностью стохастического излучения.

На рис. 12 показаны характерный спектр и временная динамика интенсивности, имеющая типичный стохастический характер. Спектр нормирован на единичную суммарную спектральную мощность. Масштаб флуктуаций задается обратной шириной спектра. Динамика является полностью стохастической благодаря полной статистической независимости фаз.

Можно показать, что величина электрического поля описывается стандартным нормальным распределением. Действительно, по определению в каждый момент времени суммарное поле есть сумма случайных величин с нулевым средним. Согласно

закону больших чисел, эта сумма, деленная на дисперсию и корень из числа слагаемых, описывается стандартным нормальным распределением [14]. Величина поля в каждый момент времени может быть представлена в виде

$$\sqrt{\frac{2}{N}} \sum f_k \sin(\omega_k t + \varphi_k), \quad (6)$$

причем

$$\sum f_k^2 = 1 \quad (7)$$

ввиду того, что средняя мощность равна 1 Вт. Тогда дисперсия случайной величины, стоящей в (6) под суммой, как раз равна $1/\sqrt{2}$, и получается, что распределение для суммарного поля строго совпадает со стандартным нормальным

$$\rho_E = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \quad (8)$$

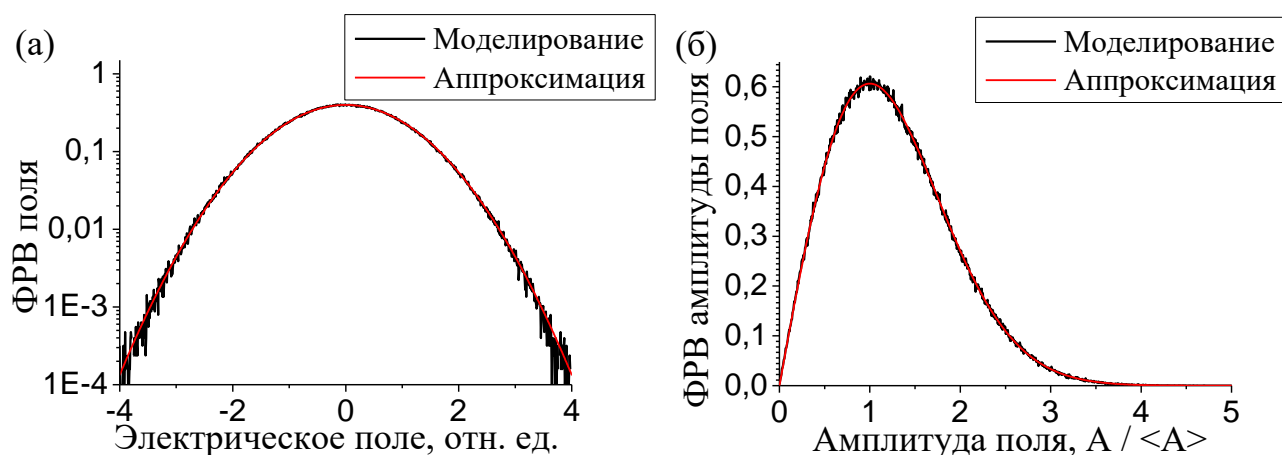


Рисунок 13. ФРВ интенсивности (черная линия) и аппроксимация (красная линия) для (а) величины поля и (б) амплитуды поля.

На рис. 13а представлено ФРВ поля, полученное при моделировании, и его аппроксимация распределением Гаусса с нулевым средним и единичной дисперсией. Рис. 13б показывает аналогичное сравнение для амплитуды поля: его распределение совпадает с распределением Рэлея

$$\rho_A = x \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \quad (9)$$

В обоих случаях наблюдается точное соответствие, как того и следовало ожидать для полностью стохастического излучения.

Форма ФРВ интенсивности является экспоненциальной (рис. 14а). Для обеспечения достаточного количества данных для построения ФРВ был произведено 1000 итераций программы, таким образом, буфер гистограммы составил $2^{16} \cdot 1000 \approx 6,5 \cdot 10^7$ точек. Рис. 14б иллюстрирует АКФ интенсивности, уровень ее равен 0,5 как и следует ожидать для стохастического излучения. Вставка на рис. 14б показывает область АКФ вблизи нуля; видно, что характерное время корреляции составляет около 30 пс, что соответствует обратной ширине спектра.

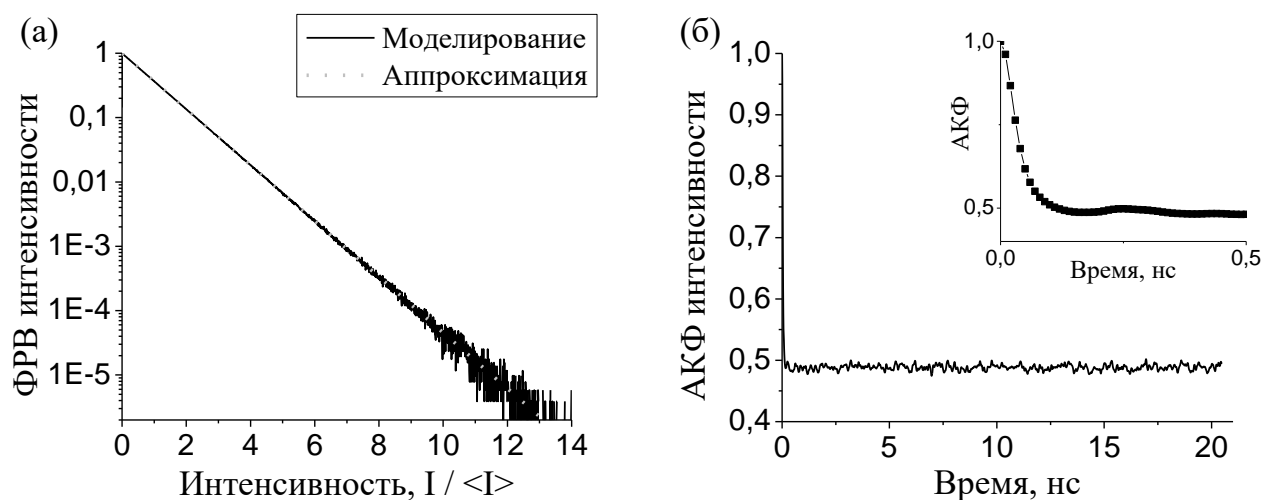


Рисунок 14. (а) ФРВ интенсивности и (б) АКФ интенсивности для промоделированного полностью стохастического излучения. На вставке показана АКФ в области вблизи нуля.

Стоит заметить, что форма кривой ФРВ, ввиду того что средняя интенсивность установлена равной единице, характеризуется единственной величиной, – показателем экспоненты, равным -1 . Так как в логарифмическом масштабе этот показатель описывает коэффициент пропорциональности в уравнении прямой и определяет ее наклон, в дальнейшем эта величина так и будет именоваться – наклоном.

Предложенная модель, конечно, не описывает никакой реальный процесс генерации в лазере, но зато достаточно удобна для численного изучения искажений, вызванных влиянием приборных эффектов. Действительно, простота в этом случае является очевидным плюсом, так как позволяет наиболее ясно понять характер изменений, вызванных влиянием на излучение наличия шумов, дискретизации и ограниченной частотной полосы. Ее необходимо дополнить численными моделями электрического шума, усреднения с дискретизацией и ограничения полосы пропускания.

Для моделирования шума использовался случайный во времени сигнал, имеющий гауссову статистику интенсивности. Важно отметить, что здесь требуется именно

интенсивность: фотодетектор передает на осциллограф электрический сигнал, пропорциональный мощности, и с ним складывается электрический шум осциллографа. В фотодетекторах, использовавшихся в последующих экспериментах, отношение "сигнал-шум" высокое, и их шумами можно было пренебречь. В отличие от интенсивности излучения, шум может иметь как положительный, так и отрицательный знак. При этом среднее значение шума осциллографа, как правило, мало, и при моделировании было положено равным нулю, но разброс флуктуаций может быть значительным. Так как шум имеет гауссову статистику, его уровень удобно характеризовать величиной дисперсии σ_n . Количественно дисперсия, в свою очередь, измерялась в процентах от средней интенсивности излучения.

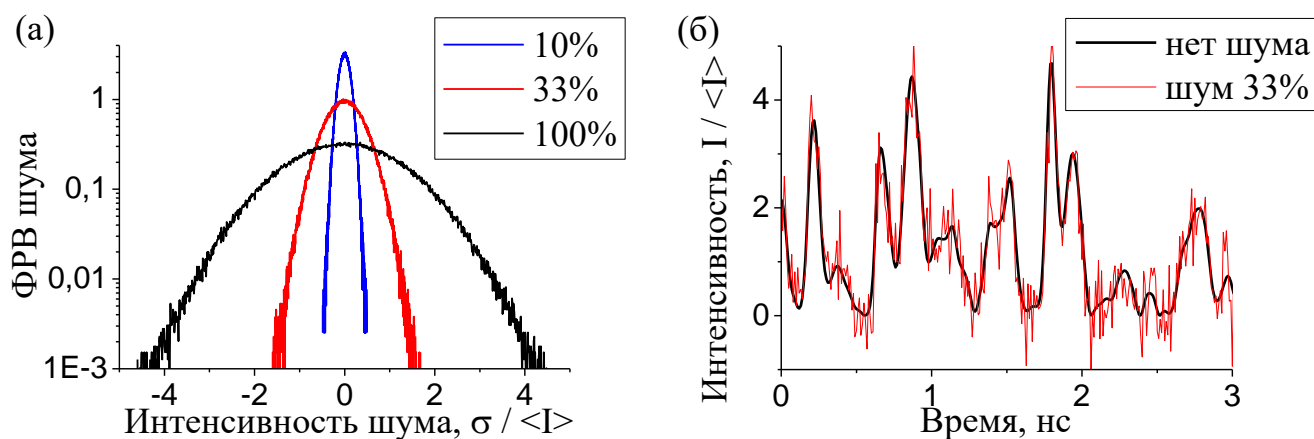


Рисунок 15. (а) ФРВ шума при дисперсии распределения, равной 10%, 33% и 100% от средней интенсивности излучения. (б) Изменение временной динамики интенсивности под влиянием шума.

На рис. 15(а) показана ФРВ шума при различных значениях дисперсии. Рис. 15б демонстрирует характерное изменение временной зависимости интенсивности излучения после алгебраического сложения с моделью шума.

Рис. 16а показывает изменение ФРВ интенсивности под влиянием шума при величине дисперсии равной 20% и 50% средней мощности генерации. Хорошо видно, что изменение ФРВ наиболее выражено в районе нулевой интенсивности: пик при $I = 0$ сглаживается и смещается в сторону положительных значений, появляются ненулевые значения ФРВ при отрицательных I . При этом область при $I > 1$ остается практически неизменной. Наличие шума может оказывать влияние на короткие пиковые значения интенсивности, но в целом деформация ФРВ при больших I незначительна.

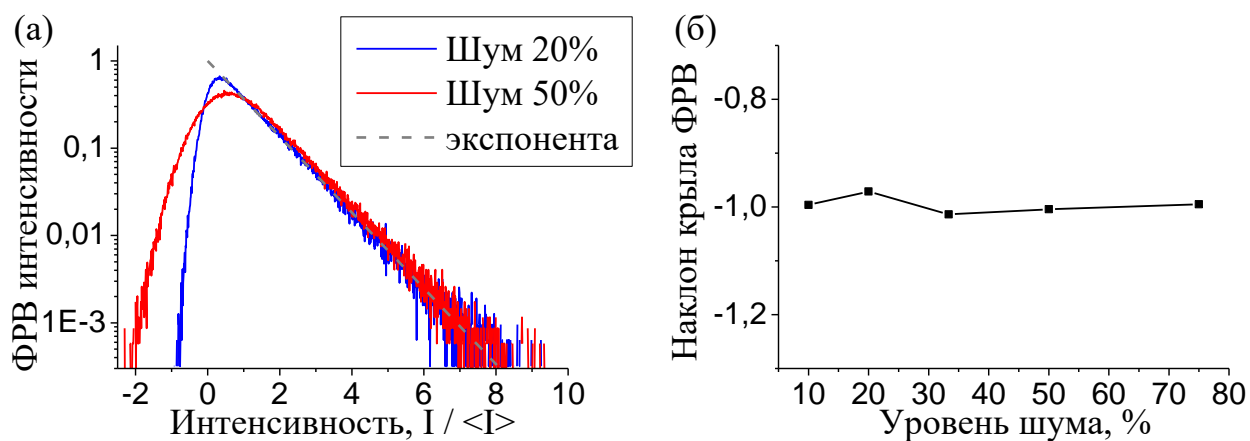


Рисунок 16. (а) ФРВ интенсивности стохастического излучения при наличии шума. (б)

Зависимость наклона крыла ФРВ от уровня шума.

Анализ показал, что при разумных значениях уровня шума крыло ФРВ интенсивности излучения остается с хорошей точностью экспоненциальным. На рис. 16б показана зависимость наклона (т.е. показателя экспоненты) от уровня шума вплоть до значений 80% средней интенсивности. Влияние шума на наклон ФРВ в этой, наиболее интересной с точки зрения эксперимента, области практически полностью отсутствует. Разумеется, начиная с некоторых значений σ_n форма ФРВ также начинает изменяться существенно и уже вообще не может быть описана экспоненциальной зависимостью. Но для экспериментальных условий амплитуда шума в 100% заведомо избыточна, – в представленной работе измерялись достаточно большие мощности лазерной генерации, для которых шум осциллографа не давал вклада более 10-30%. Поэтому можно сделать вывод, что для выбранных условий наличие электрических шумов осциллографа может существенно изменять область ФРВ интенсивности вблизи ее нулевого значения, но практически не оказывает влияния на наклон ФРВ. Из последнего также можно утверждать, что стохастическое излучение под влиянием шума может быть идентифицировано по наклону ФРВ, который должен остаться равным -1.

При этом АКФ интенсивности оказывается подвержена более существенным изменениям. На рис. 17 показаны АКФ при сложении излучения с шумом различной амплитуды. Видно, что существенно изменяется как ширина пика АКФ, причем в сторону уменьшения, так и уровень. Первый эффект имеет достаточно очевидное объяснение: ввиду того что шум является полностью стохастическим, его время корреляции равно шагу временной сетки, соответственно, с ростом влияния шума уменьшается время корреляции всего сигнала. Понижение же уровня АКФ не является тривиальным. Более того, при анализе экспериментальной ФРВ, измеренной с

достаточно большим уровнем шума, будет невозможно однозначно определить, имеют ли эти изменения причиной наличие корреляции в излучении, или же являются следствием искажений, вызванных влиянием шумов. Таким образом, форма ФРВ меньше подвержена искажениям шумами осциллографа. При изучении малых мощностей именно ФРВ является более удобной для анализа.

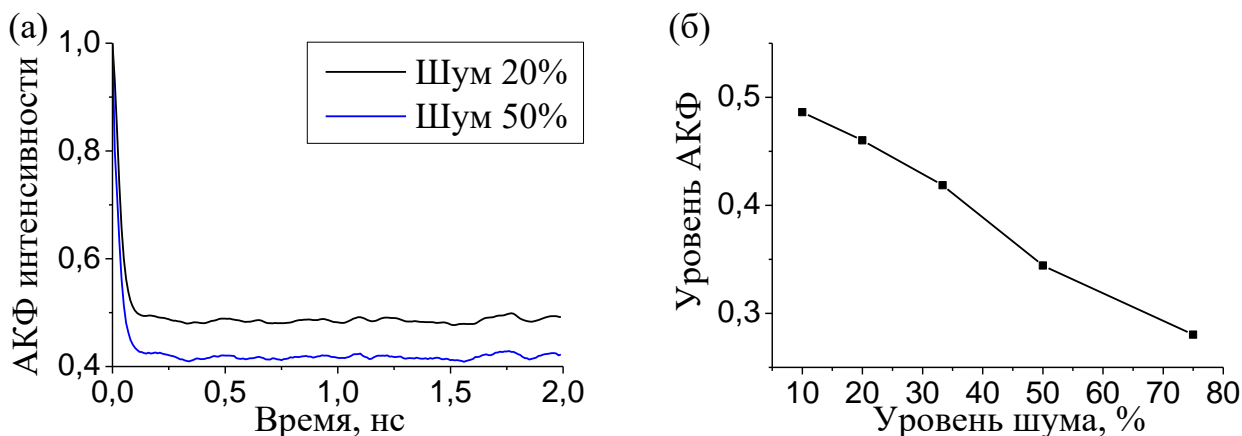


Рисунок 17. (а) Влияние шума на АКФ интенсивности. (б) Зависимость уровня АКФ от амплитуды шума.

Для моделирования усреднения достаточно M точек в исходной временной динамике интенсивности заменить одной, равной их среднему значению. Эффект при этом, очевидно является очень сильным: даже при $M = 2$ количество точек уменьшается в 2 раза, что эквивалентно сокращению частоты дискретизации вдвое.

На рис. 18а показано характерное изменение зависимости интенсивности излучения от времени при усреднении четырех, шестнадцати и шестидесяти четырех соседних точек в одну. Ясно, что при этом сглаживаются как самые интенсивные пики, так и нулевые значения.

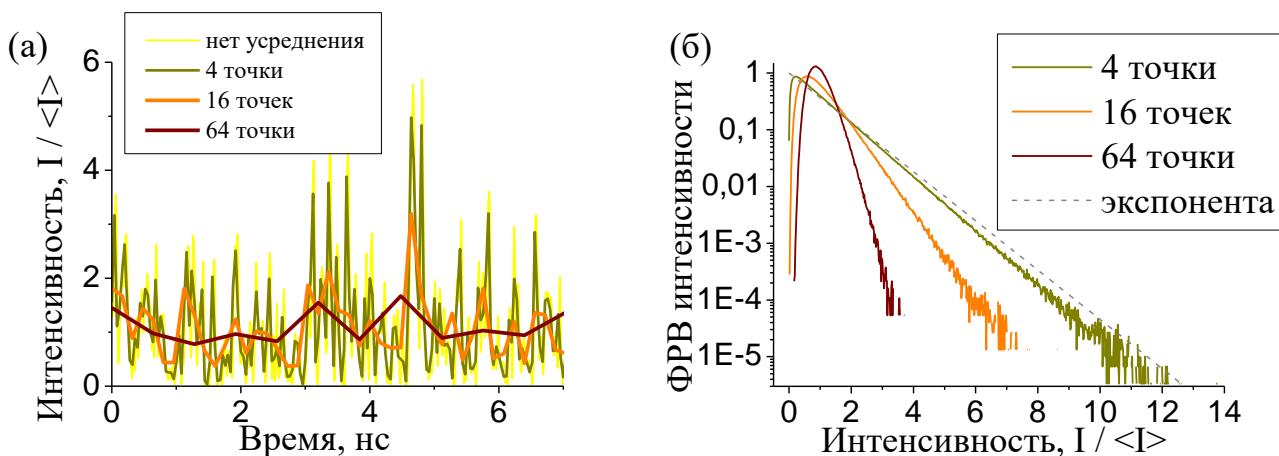


Рисунок 18. Изменение (а) характера временной динамики интенсивности и (б) ФРВ интенсивности под влиянием усреднения 4, 16 и 64 точек в одну.

На рис. 18б продемонстрировано изменение формы ФРВ при усреднении четырех, шестнадцати и шестидесяти четырех соседних точек в одну. Очевидное изменение формы ФРВ – появление нулевого значения в нуле, а при большом усреднении – вся статистика начинает принимать характерный "лазерный" вид, аналогичный показанной на рис. 11. Стоит отметить, что изменение ФРВ сильно зависит от ширины спектра. В данном случае ширина спектра составляла 30 ГГц (по уровню 10 дБ), что составляло около 50% размера частотной сетки. При этом четырехкратное усреднение еще не вносит больших искажений, но шестнадцатикратное уже меняет форму ФРВ кардинально. Более подробно данный аспект будет обсуждаться применительно к вопросу об ограничении полосы пропускания.

По определению спектральной полосой пропускания осциллографа называют интервал частот, в котором он способен обработать входящий электрический сигнал. Более высокие (по сравнению с верхней границей полосы пропускания) частоты при этом оказываются исключенными из анализируемого сигнала. Исключение высоких гармоник не влияет на среднюю мощность сигнала, но, естественно, меняют его свойства, в частности – ФРВ интенсивности.

Моделировать ограничение полосы можно именно по этому принципу – исключая из излучения частоты выше определенного предельного значения. Для этой процедуры использовался прямоугольный спектральный фильтр, действующий на частотную сетку и занулявший все спектральные компоненты с частотой выше некоторого предельного значения. Фильтр, разумеется, должен применяться не к оптическому, а к радиочастотному спектру, то есть к Фурье-образу зависимости интенсивности излучения от времени. Прямоугольный фильтр, как ни удивительно, довольно хорошо описывает реальную спектральную характеристику осциллографов, использовавшихся в экспериментах: они характеризовались достаточно плоской чувствительностью при частоте меньше максимального значения и резко спадающей до нуля – при превышении этого значения.

На рис. 19 показано характерное изменение вида временной динамики интенсивности при ограничении полосы.

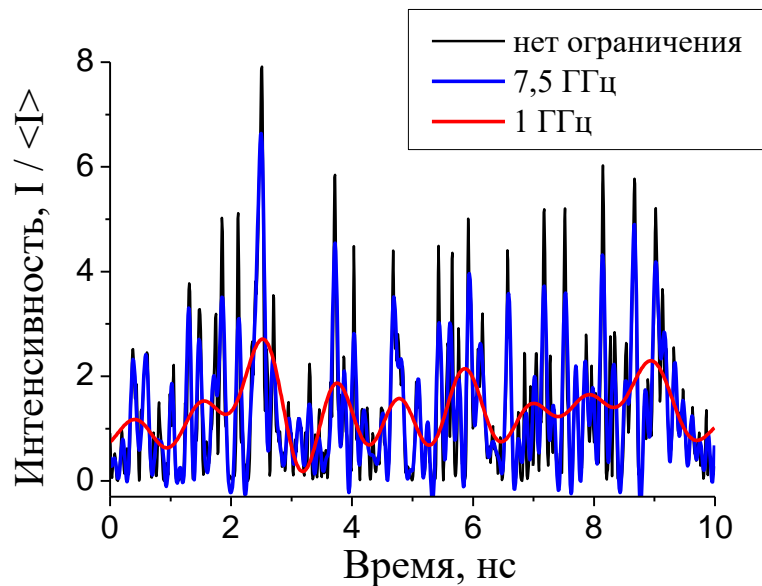


Рисунок 19. Изменение характера зависимости интенсивности от времени при ограничении полосы пропускания.

Хорошо видно сглаживание всего сигнала, включая пики и нулевые значения интенсивности. Естественно, увеличивается время корреляции: если полоса пропускания превышает ширину спектра, то время корреляции полностью определяется именно полосой. ФРВ интенсивности для нескольких значений ограничения полосы показаны на рис. 20.

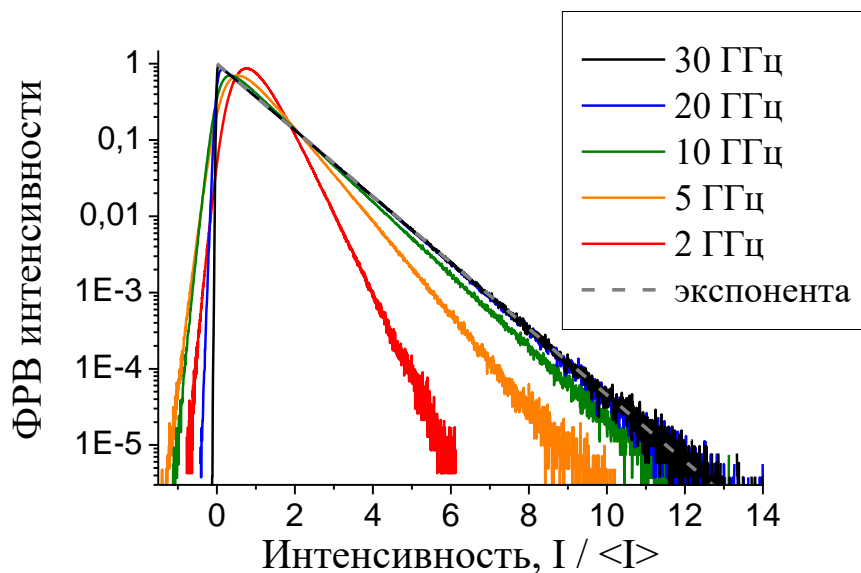


Рисунок 20. ФРВ интенсивности стохастического излучения при ограничении полосы.

Рассматривая подобные ФРВ, можно обнаружить два существенных обстоятельства. Во-первых, сокращение полосы меняет область ФРВ вблизи нуля: максимум смещается в сторону положительных интенсивностей, причем это смещение

растет с уменьшением полосы. Более того, это приводит к появлению отрицательного крыла ФРВ, что является достаточно неочевидным. Хотя в сигнал не добавляется никаких величин, имеющих отрицательный знак, но осцилляции исходного излучения вблизи нуля могут при ограничении полосы "сглаживаться" так, что кривая опускается ниже нулевого уровня. Во-вторых, ограничение полосы влияет на наклон далекого крыла ФРВ, причем, опять же, достаточно нетривиальным образом: до какого-то момента уменьшение полосы мало сказывается на величине наклона, но в определенной точке начинается быстрый спад, выражающийся в сужении всей ФРВ (отрицательное крыло при этом тоже исчезает). При очень сильном ограничении полосы ФРВ принимает традиционный "лазерный" вид и вообще не может быть описано экспоненциальной зависимостью даже при больших I . Форма ФРВ имеет тенденцию приближаться к гауссовой при этом.

Можно заметить, что эффекты усреднения и ограничения полосы имеют схожую природу и реализуются в близких по характеру изменениях ФРВ интенсивности. При этом на практике частота дискретизации всегда как минимум в два раза превышает полосу пропускания осциллографа – это необходимое требование корректного прохождения оцифровки сигнала согласно теореме Котельникова-Шеннона. В итоге ограничение полосы всегда вносит большой вклад в искажения временной динамики интенсивности, и в первом приближении достаточно учитывать только его.

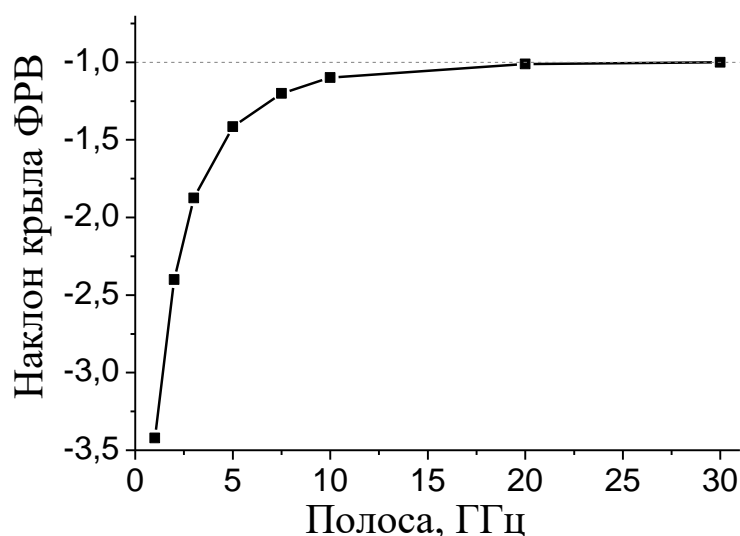


Рисунок 21. Зависимость наклона крыла ФРВ стохастического излучения от полосы пропускания.

На рис. 21 показана величина наклона далекого крыла ФРВ как функция полосы пропускания. Хорошо различим характерный пороговый вид кривой: при значениях полосы пропускания больших 10 ГГц изменение наклона крыла ФРВ мало и даже незаметно визуально на графике, но при значениях меньше 10 ГГц наклон по модулю растет очень быстро. Отсюда можно сделать важный предварительный вывод, что влияние ограничения полосы может считать незначительным, если измерения проводятся на "полке" графика, аналогичного рис. 21. В АКФ интенсивности наложение прямоугольного спектрального фильтра приводит к появлению характерных осцилляций – следствия формы обратного преобразования Фурье функции Хевисайда (рис 22а). Уровень АКФ растет при уменьшении полосы пропускания, и здесь также наблюдается пороговый эффект: величина уровня начинает расти быстро при превышении полосы 10 ГГц, рис. 22б.

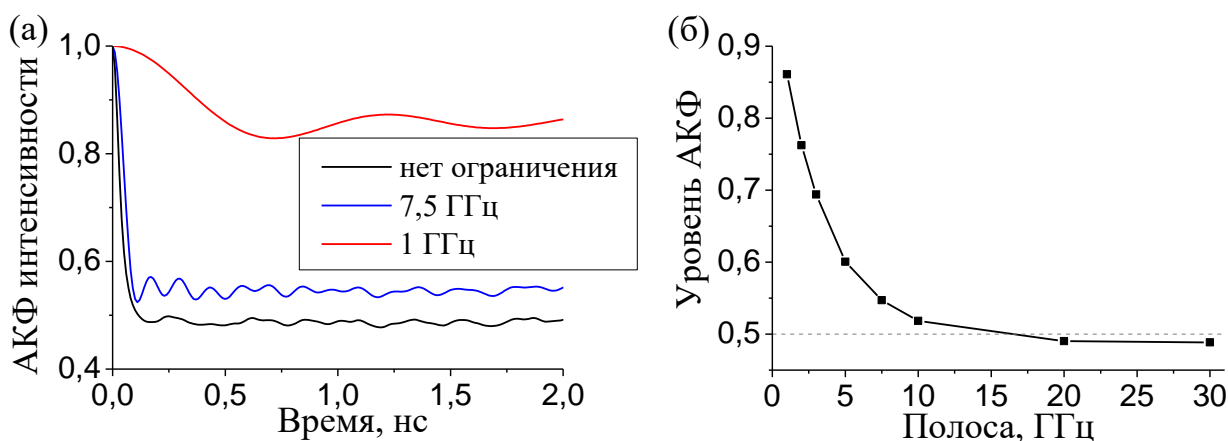


Рисунок 22. (а) АКФ интенсивности стохастического излучения при ограничении полосы пропускания. (б) Зависимость уровня АКФ интенсивности стохастического сигнала от полосы пропускания.

Разумеется, полученная величина 10 ГГц не является мировой константой и связана с шириной спектра исходного излучения, в свою очередь ограниченного в проведенном моделировании размерами частотной сетки. Расчеты показали, что при изменении ширины спектра, допускаемом размерами частотной сетки, графики с рис. 20-22 не меняются за исключением пропорционального возрастания или убывания значений полосы пропускания. Таким образом, если перестроить их в относительных единицах отношения ширины спектра к полосе пропускания, то получится универсальная кривая, описывающая поведение наклона далекого крыла ФРВ

интенсивности и уровня АКФ интенсивности при ограничении полосы для полностью стохастического сигнала (рис. 23).

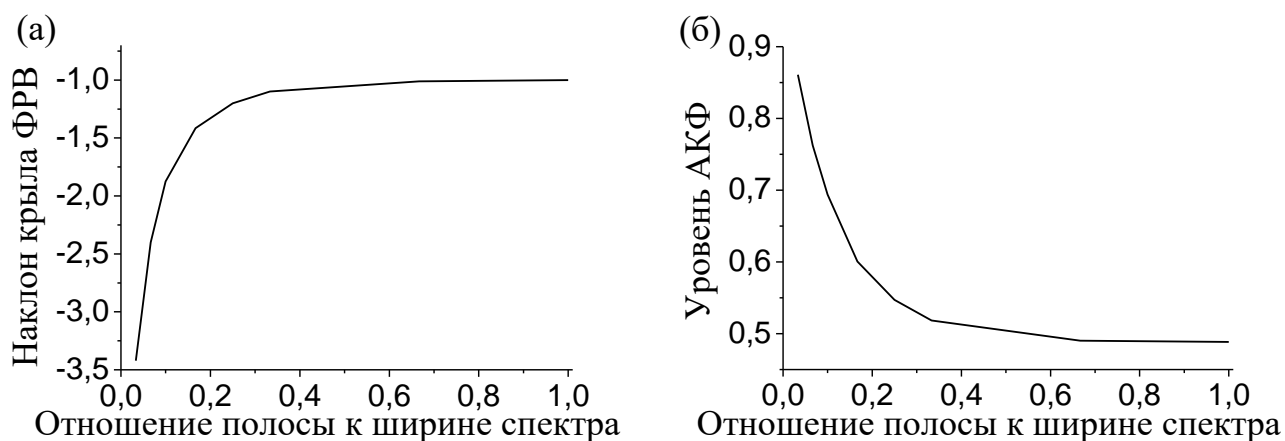


Рисунок 23. Характер изменений (а) наклона крыла ФРВ интенсивности и (б) уровня АКФ интенсивности при уменьшении отношения полосы пропускания к ширине спектра.

Проведенное моделирование трех рассмотренных приборных эффектов позволяет сделать следующие выводы. Во-первых, область ФРВ вблизи точки $I = 0$ подвергается существенным изменениям за счет влияния всех трех рассмотренных факторов, в частности, распределение получает ненулевое крыло в области отрицательных интенсивностей. Изменения носят сложный кумулятивный характер, и в общем случае представляется невозможным восстановить исходную форму ФРВ вблизи нуля. Ее изучение требует особо тщательных экспериментов, в которых влияние приборных эффектов может быть сведено к минимуму. Во-вторых, область достаточно больших интенсивностей, условно $I > 1$, которая исходно характеризуется одним параметром – наклоном, в типичных экспериментальных условиях изменяется прежде всего за счет ограничения полосы, причем эти изменения носят пороговый характер. Таким образом, если в условиях эксперимента шум осциллографа, по крайней мере, меньше уровня измеряемого сигнала, а отношение полосы пропускания и ширины спектра излучения не меньше 0,2-0,3, то можно ожидать, что крыло измеренной ФРВ интенсивности мало искажено по сравнению с ее истинной формой.

К сожалению, в экспериментах не всегда удается обеспечить вышеуказанное отношение полосы и ширины спектра даже при использовании быстрых осциллографов, так как спектры волоконных лазеров могут быть очень широкими. Кроме того, наличие в лазерном излучении корреляций может приводить к изменениям в ФРВ, отличным от рассмотренных. Тем не менее, проведенный анализ позволяет произвести

количественный анализ, по крайней мере, основного вопроса – содержатся ли в лазерном излучении спектральные корреляции.

Действительно, на рис. 23а было показано поведение наклона крыла ФРВ интенсивности полностью некоррелированного излучения при уменьшении полосы пропускания. Если измеренное в эксперименте излучение является стохастическим, то свойства его ФРВ должны быть аналогичными. То есть даже если сигнал был измерен с ограниченной полосой, то в точке с одинаковым соотношением полосы пропускания и ширины спектра значения наклона крыла ФРВ должны совпасть для моделирования и эксперимента. Более того, можно произвести более точную проверку: если получить несколько экспериментальных ФРВ интенсивности, соответствующих различным значениям полосы пропускания, и построить график зависимости наклона от отношения полосы к ширине спектра, то для стохастического лазерного излучения мы должны наблюдать совпадения кривой с изображенной на рис. 23а в той области, где перекрываются диапазоны отношений полосы к ширине спектра. Соответствующий набор ФРВ можно получить, последовательно проводя измерения с уменьшением полосы пропускания осциллографа и обрабатывая полученные временные зависимости для получения статистик, либо, если осциллограф не позволяет уменьшать полосу вручную, численно применяя прямоугольный фильтр различной ширины (естественно, меньшей, чем полоса пропускания осциллографа) к радиочастотному спектру измеренного излучения. Указанный способ является очень результативным и позволяет не только достаточно надежно определять стохастичность лазерного излучения, но и даже получать в некоторых случаях количественную меру величины корреляций, если совпадения графиков нет.

Аналогичным образом можно производить сравнение уровней АКФ интенсивности измеренного излучения и модельного сигнала (рис. 23б), но в этом случае нужно учитывать более сильную зависимость уровня АКФ от величины шума.

Таким образом, применение численного моделирования позволило решить две задачи. Во-первых, был предложен метод спектральной фильтрации, позволяющий изучать статистические свойства излучения отдельно в различных областях спектра генерации. Этот метод был апробирован на излучении волоконного ВКР-лазера, численно рассчитанного в модели, основанной на решении системы НУШ для встречных волн. Для данной модели было показано, что излучение в центре спектра

генерации является близким к стохастическому, а на краю спектра – содержит существенные межмодовые корреляции, то есть статистические свойства принципиально отличаются в различных частях спектра. Во-вторых, была разработана методика определения наличия корреляций в излучении волоконных лазеров в условиях ограниченной полосы пропускания измерительного оборудования. Показано, что с помощью сравнения экспериментальной зависимости наклона крыла ФРВ от полосы пропускания с универсальной кривой, соответствующей модельному стохастическому сигналу, возможно определение наличия корреляций в исследуемом излучении.

Глава II

Экспериментальное изучение статистических свойств излучения волоконных лазеров с ВБР

§3 Волоконные лазеры с ВБР

Основная часть представленной работы посвящена непосредственно экспериментальному изучению статистических свойств излучения волоконных лазеров. В первую очередь был рассмотрен наиболее распространенный их тип с фиксированным резонатором, соответствующий классической схеме лазера. Стоит выделить особенности волоконных лазеров данного типа, существенных в рамках исследуемого вопроса. Резонатор представляет собой отрезок волокна, типичные значения длины которого – от единиц метров до десятков километров, а в отдельных экспериментах демонстрировалась генерация излучения в сверхдлинных резонаторах длиной до 270 км [30]. При этом излучение, проходя по волокну, подвергается существенному спектральному уширению [31]. Ширина спектра генерации определяется характерной шириной ВБР и в экспериментах имеет типичные значения порядка нанометра. Учитывая, что генерация обычно происходит на длинах волн 1 - 1,5 мкм, полная ширина спектра имеет порядок сотен ГГц и, с учетом величины межмодового интервала $c / 2nL \sim 0,1$ МГц (L – длина резонатора, n – показатель преломления волокна, равный приблизительно 1,47), характерное число продольных мод, поддерживаемые резонатором, составляет нескольких миллионов. Нелинейное взаимодействие мод приводит к усложнению всего процесса генерации, результатом чего является как сложная форма спектра генерации [33], так и нетривиальные временные и статистические свойства излучения. Так, излучение испытывает сильные флуктуации на временах порядка обратной ширины спектра, характерное значение которой – десятки пикосекунд. Большая амплитуда этих флуктуаций – порядка среднего значения генерируемой мощности – позволяют говорить о характере излучения подобных лазеров только как о квази-непрерывном. Впервые вопрос об изучении быстрых флуктуаций в волоконном лазере был поднят в [40], где также впервые были представлены

экспериментальные наблюдения таких флуктуаций. В дальнейшем этот вопрос стал привлекать к себе значительное внимание.

Генерация в волоконном лазере может происходить за счет вынужденного комбинационного рассеяния волны накачки либо на оптических фононах среды (ВКР), либо на примесях ионов металлов (Er, Yb, Bi и другие). В данной работе изучались статистические свойства излучения как для ВКР-, так и для иттербиевого лазера.

§4 Изучение статистических свойств излучения иттербиевого лазера

Волоконные иттербиевые лазеры представляют большой интерес как мощные источники света с высокой эффективностью. При этом их спектры, как правило, уже, чем у волоконных ВКР-лазеров – порядка 0,1 нм. Более того, продемонстрирована возможность генерации с узким спектром шириной всего 10-50 пм на длине волны 1064 нм в широком диапазоне мощностей [34]. Соответствующее время корреляции во временной зависимости интенсивности получается достаточно большим, чтобы его возможно было зарегистрировать даже не самыми быстрыми осциллографами без искажений, вызванных недостаточной полосой пропускания последних. Это открывает широкие возможности для изучения временных и статистических свойств интенсивности для данного типа лазеров.

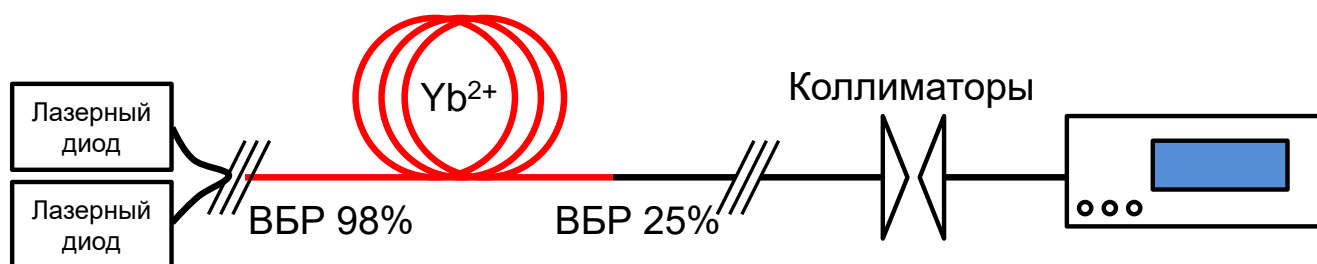


Рисунок 24. Схема экспериментальной установки.

Схема эксперимента для изучения статистических свойств волоконного иттербиевого лазера представлена на рис. 24. Резонатор состоял из 3 м легированного иттербием двухсердцевинного волокна с сохранением поляризации и 1 м стандартного телекоммуникационного волокна. Концентрация ионов Yb составляла $9,7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$. Выходная ВБР имела ширину около 70 пм и коэффициент отражения 25% на длине волны генерации 1064 нм, на противоположном конце использовалась ВБР шириной 0,2 нм с коэффициентом отражения 98%. ВБР были термостабилизированы (по

максимальной выходной мощности) для исключения их спектрального сдвига при прохождении излучения высокой интенсивности. Накачка осуществлялась двумя лазерными диодами на длине волны 970-976 нм. Порог генерации составлял 0,6 Вт. Центр линии излучения находился в точке 1064 нм, излучение было линейно поляризовано. Детальное описание установки дано в [118]. Измерения спектра производились с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо с областью свободной дисперсии 14 ГГц и разрешением 0,2 ГГц (не показан на рисунке). Временная зависимость интенсивности регистрировалась фотодетектором LeCroy OE455 photodetector с частотной полосой пропускания 3,5 ГГц (не показан на рисунке), передающим сигнал на осциллограф LeCroy WavePro 725Zi-A с полосой пропускания 2,5 ГГц.

Наблюдаемая мощность генерации лежала в диапазоне 0,5-3,7 Вт, вблизи порога режим генерации имел импульсный характер [34], наблюдалось самосканирование мод [119]. Зависимость мощности генерации от мощности накачки представлена на рис 25а. Квантовая эффективность составила типичную для иттербиевых лазеров величину 60%.

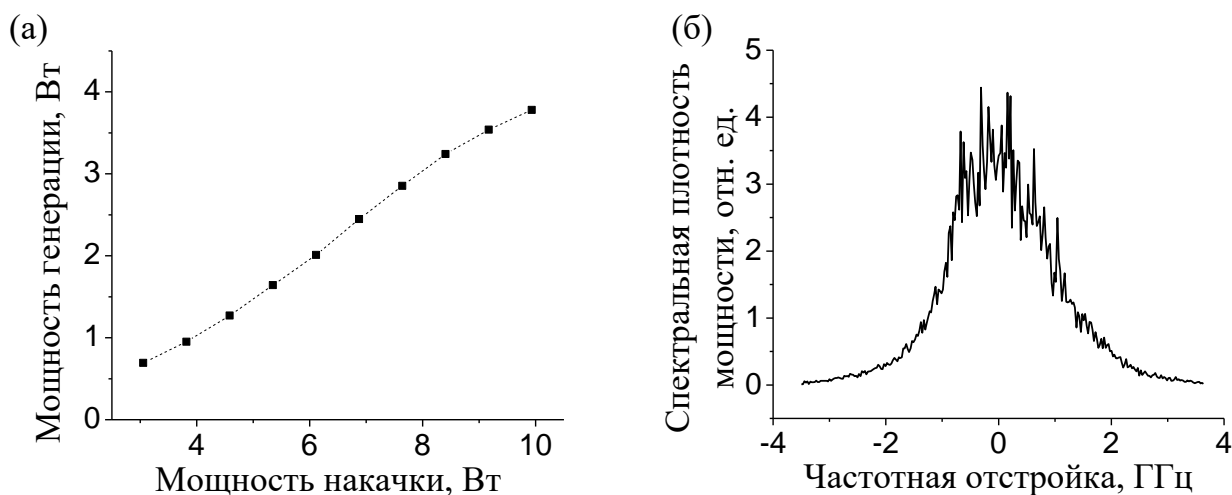


Рисунок 25. (а) Зависимость мощности генерации от мощности накачки (б) Спектр генерации при мощности накачки 5,6 Вт.

Спектр генерации имел очень малую ширину – до 7 пм при максимальной из изучаемых мощностей. На длине волны генерации это соответствовало 2 ГГц, что позволяло изучать временную динамику лазера даже не самыми быстрыми из существовавших осциллографов. Межмодовый интервал составлял около 25 МГц, таким образом лазерная генерация оставалась многочастотной: излучение содержало порядка

100 продольных мод. На рис 25б. представлен характерный спектр генерации, соответствующий мощности накачки 5,6 Вт.

Аналитически показано, что спектр генерации иттербиевого лазера имеет форму гиперболического секанса [34]. Интересно, что этот результат является общим для иттербиевых и ВКР-лазеров несмотря на различные механизмы уширения: эффекта самомодуляции в первом случае и четырехволнового смешения мод во втором. Различие механизмов приводит, в частности, к отличию закона уширения спектра: линейному для иттербиевых и корневому для ВКР-лазеров [34, 120].

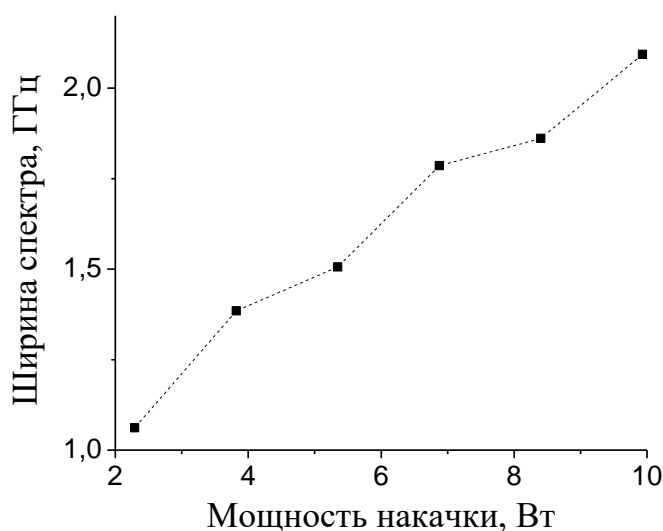


Рисунок 26. Ширина спектра генерации как функция мощности накачки.

Рис. 26 показывает зависимость ширины спектра на полувысоте от мощности накачки. Наиболее важным в контексте проводимого исследования является малая ширина спектра, не превышающая 2,2 ГГц, то есть меньшая по сравнению с полосой пропускания осциллографа при всех мощностях кроме максимальной. Таким образом, в измерениях отсутствовал эффект ограничения полосы и связанные с ним искажения временной динамики интенсивности и ФРВ интенсивности.

В схеме эксперимента отсутствовал настраиваемый аттенюатор, а интенсивность генерации лазера превосходила величину допустимой входной мощности для используемого фотодетектора. Ослабление излучения осуществлялось вручную – с помощью конструкции из пары коллиматоров позволявших вручную контролировать коэффициент заведения. Несмотря на большую трудоемкость, эта система позволяла выставить желаемый уровень сигнала, при котором, с одной стороны, амплитуда электрического сигнала с фотодетектора была достаточно большой по сравнению с

шумами осциллографа, так что они не вносили существенного вклада в измеряемые величины, а с другой, – фотодетектор работал вне области насыщения. Причем в последнем вопросе важна была не только средняя мощность генерации, но и пиковые значения: в процессе проведения экспериментов наблюдались проблемы, связанные с явными искажениями именно дальнего крыла ФРВ интенсивности ввиду того, что флуктуации с большой амплитудой выходили за область линейного отклика фотодетектора. Сравнение ФРВ, измеренной при заводимых в фотодетектор мощностях в 100 мкВт и 400 мкВт, представлено на рис. 27. Хорошо видно, что до интенсивностей больше-порядка 2 средних значений кривые практически совпадают, но далее наблюдается насыщение фотодетектора для большей мощности. Абсолютное значение в этой точке было около 800-900 мкВт, что хорошо согласовывалось с данными спецификации фотодетектора, согласно которым оно должно было наблюдаться при мощностях от 1 мВт. При малой заводимой мощности подобных искажений не наблюдалось.

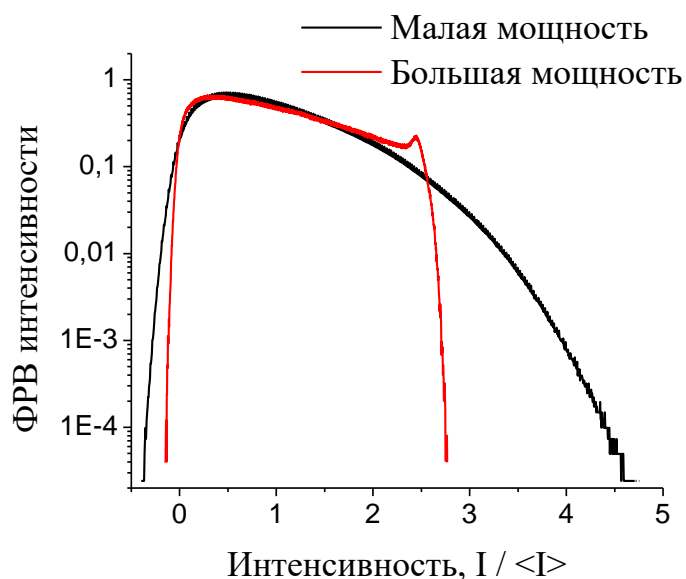


Рисунок 27. ФРВ интенсивности при заведении лазерного излучения мощностью в 100 мкВт и 400 мкВт.

Зависимость интенсивности от времени, измеренная для значений мощности накачки 6,88 Вт, показана на рис. 28а. Несмотря на относительно малое, по меркам волоконных лазеров, число мод, излучение имеет ярко выраженный стохастический характер и является квази-непрерывным. Период флуктуаций равен сотням пикосекунд, уменьшаясь с ростом мощности генерации (и, соответственно, ширины спектра). Амплитуда флуктуаций велика и достигает нескольких средних значений генерации (до

5). При этом высоко над порогом, где генерация происходит в квази-непрерывном, а не импульсном режиме, качественных различий между генерацией при различных мощностях нет.

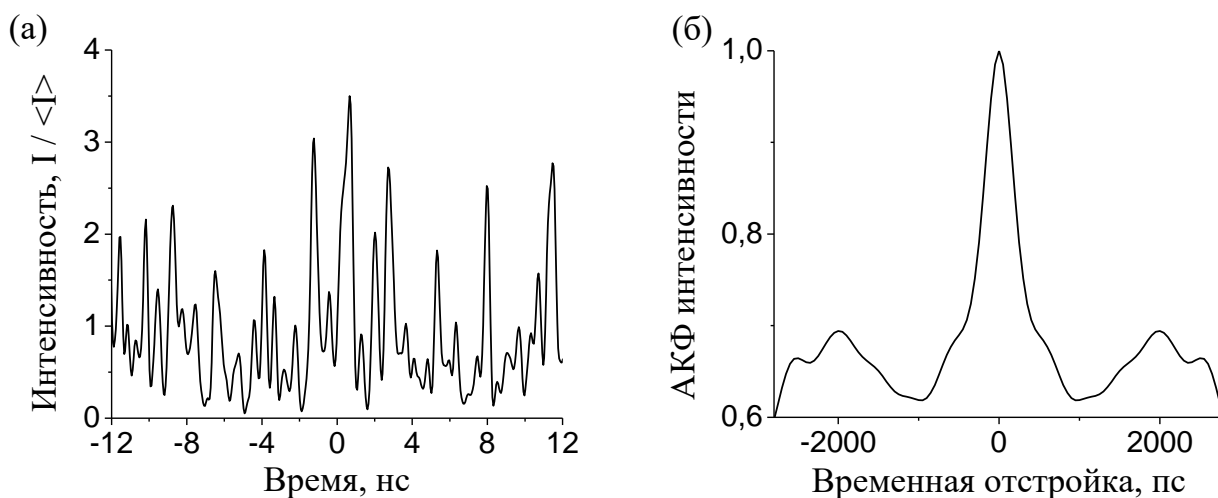


Рисунок 28. (а) Характерная временная зависимость интенсивности излучения (мощность накачки 6,88 Вт). (б) АКФ интенсивности при мощности накачки 6,88 Вт.

Характерная АКФ интенсивности представлена на рис. 28б. Ее ширина соответствует обратной ширине спектра и равна примерно 500 пс. Стоит отметить также сложную форму АКФ на временных масштабах порядка времени корреляции: на уровне 0,7 возникает подложка, форма которой отличается от формы пика.

Осциллограф, используемый в эксперименте, имел возможность накопления данных и построения гистограммы по ним, таким образом, отсутствовала необходимость в предварительном сохранении зависимостей от времени большой длины. Кроме того, это позволило значительно увеличить объем данных для построения гистограммы: автоматически осциллограф позволял строить ее по буферу размером до $3 \cdot 10^8$ точек, а длина сохраняемого временного сигнала ограничивалась 10^6 точками. Для анализа везде использовался максимально возможный массив в $3 \cdot 10^8$ точек.

Характерные ФРВ интенсивности, пересчитанные из гистограмм, представлены на рис. 29. для мощностей накачки 3,82 Вт и 6,88 Вт. Хорошо видно, что ФРВ интенсивности не является экспоненциальной. Более того, в отличие от численных расчетов, обсуждаемых в главе 1, крыло ФРВ при $I > 2$ не описывается экспонентой в принципе, затухая существенно быстрее (в логарифмическом масштабе, соответственно, крыло не описывается линейной зависимостью). Естественно, можно сделать вывод о наличии спектральных корреляций в излучении в силу неэкспоненциальности ФРВ

интенсивности. Причем качественно отличие от экспоненты возрастает с ростом мощности генерации: если при меньшей мощности кривая еще напоминает линию в логарифмическом масштабе, то при большей – отличается кардинально. Можно предположить, что межмодовые корреляции должны усиливаться с ростом мощности генерации. Область ФРВ вблизи нуля может быть искажена влиянием шумов.

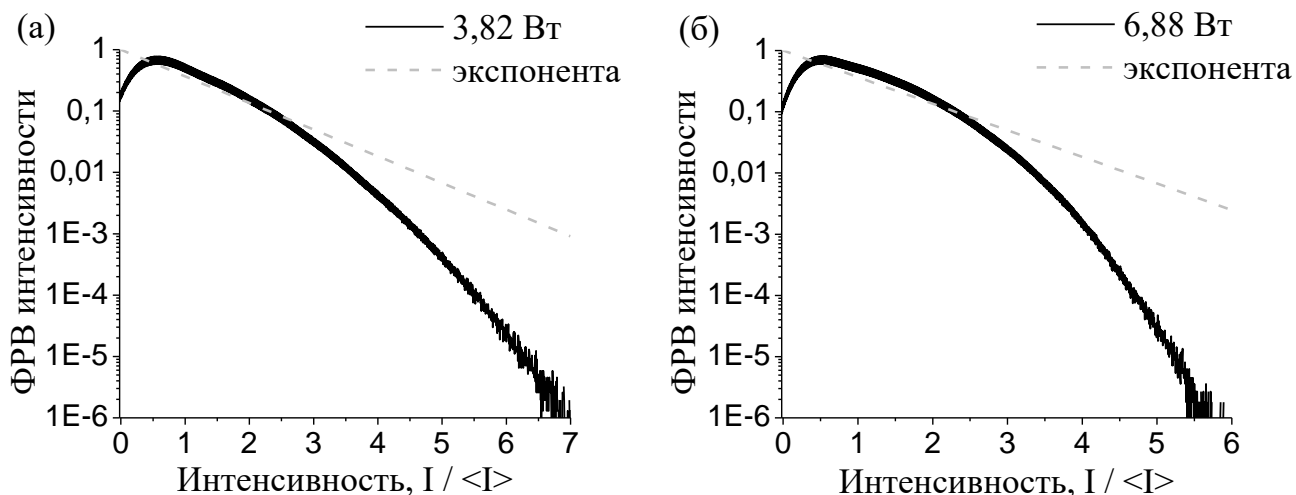


Рисунок 29. ФРВ интенсивности для мощности накачки (а) 3,82 Вт (б) 6,88 Вт.

Интересен также характер отличия крыла ФРВ от экспоненты. ФРВ затухает *быстрее* экспоненциального закона, то есть вероятность обнаружения волн с большой амплитудой мала по сравнению со стохастическим излучением. На практике это приводит к отсутствию всплесков с интенсивностью, во много раз превосходящей среднее значение. В измерениях не встречались волны с амплитудой выше 5-6 средних значений в зависимости от мощности. Данный эффект можно интерпретировать как наличие отрицательной обратной связи, при которой происходит ослабление формирующихся пиков интенсивности.

В [38, 118] рассчитано отношение коэффициентов квадратичной нелинейности для данного лазера и одночастотного излучения. Полученное значение 1,6 не соответствует теоретическому, равному 2, которое должно наблюдаться при гауссовой статистике многочастотного излучения [7]. Это косвенно свидетельствовало об нестохастичности излучения изучаемого иттербиевого лазера. Неэкспоненциальная форма ФРВ интенсивности подтверждает эту гипотезу.

Полученные результаты могут быть проанализированы еще в одном ключе. Время обхода резонатора для исследуемой схемы лазера равнялось $2nL / c \sim 40$ нс, что почти на три порядка меньше полной длины измеренных зависимостей интенсивности от

времени. В этом случае измеренную динамику можно представить в виде трехмерной так называемой пространственно-временной диаграммы. Идея состоит в том, что состояние поля в заданной точке не изменится кардинально, совершив полный обход резонатора и вновь оказавшись в этой же точке спустя время T_{rt} – время обхода резонатора. Если составить временную динамику из точек, разделенных интервалами T_{rt} , то можно увидеть эволюцию излучения в данной точке при последовательных обходах резонатора. Очевидно, что число точек в новой временной динамике будет равно целой части отношения T / T_{rt} , где T – полная длина измеренной зависимости $I(t)$. Естественно, нет смысла ограничиваться рассмотрением только одной точки, можно разделить всю измеренную временную динамику на отрезки длиной T_{rt} и составить их "в столбик" – получится двумерная картина, по одной оси которой будет показано распределение интенсивности по резонатору на фиксированном обходе, а по другой – эволюция этого распределения по полным обходам резонатора.

Для выяснения точного значения времени обхода нет необходимости знать длину резонатора с большой точностью. Так как за один обход резонатора временная картина зависимости мощности излучения от времени меняется не слишком значительно, то через интервал времени, равный T_{rt} , участок временной динамики будет аналогичен исходному, и в АКФ интенсивности будет наблюдаться пик. Для исследуемого лазера этот пик был обнаружен, рис. 30а.

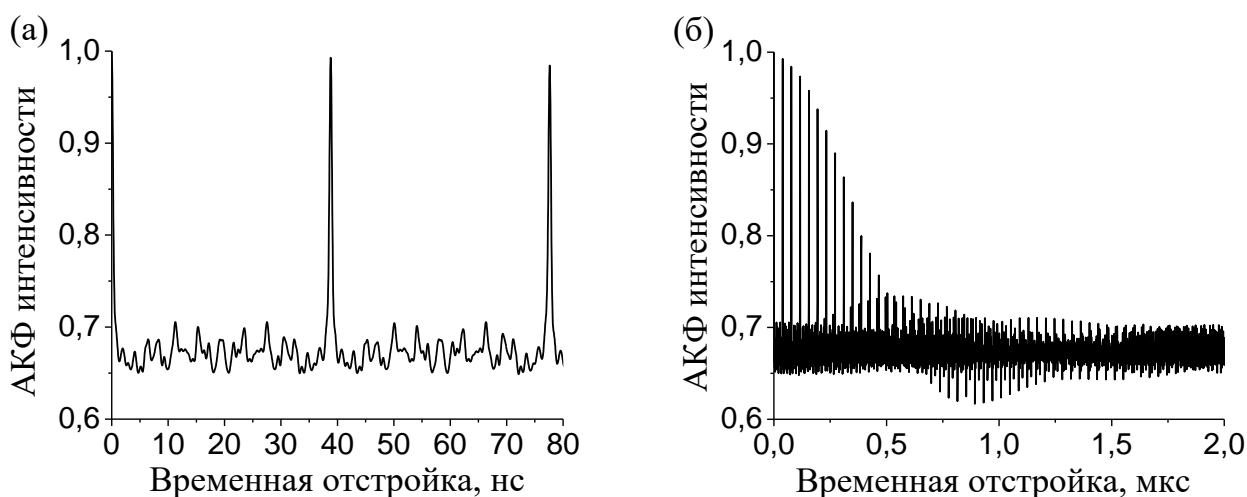


Рисунок 30. АКФ интенсивности для мощности накачки 6,88 Вт в масштабе (а) 80 нс и (б) 2 мкс.

На панели (а) хорошо виден острый пик, очевидно, соответствующий первому полному обходу резонатора. Амплитуда пика, близкая к единице, косвенно

свидетельствует о малом изменении структуры излучения за один обход. Далее этот пик повторяется через каждый полный обход резонатора, при этом его амплитуда постепенно уменьшается. При этом он не просто затухает до уровня АКФ, но демонстрирует свою нетривиальную динамику, в частности, – начиная с определенного момента значения АКФ в точках, соответствующих полным обходам, становятся меньше уровня АКФ, что можно интерпретировать как проявление антикорреляций с исходной волной. Причем в дальнейшем антикорреляции снова могут смениться положительными корреляциями с меньшей амплитудой, и так происходит до их полного размытия, рис. 30б.

Разумеется, таким образом мы тоже не можем получить идеально точное значение времени обхода, так как сигнал осциллографа дискретен, и наивно предполагать, что время обхода окажется точно кранным шагом дискретизации. Абсолютная точность определения величины обхода резонатора равна $\pm \frac{1}{2} \Delta T$, где ΔT – шаг дискретизации. Эта относительно малая погрешность тем не менее накапливалась при построении пространственно-временного распределения: количество обходов резонатора при длине измеренной временной динамики 38,83 нс равнялось примерно 776, а на таком масштабе это приводило к существенному уклону всей двумерной картины. На рис. 31 представлены две пространственно-временные динамики, измеренные при мощностях накачки 4,58 Вт и 9,17 Вт. По оси абсцисс отложены номера обходов, по оси ординат – время в течение одного обхода. Интенсивность убывает от красного к синему цвету.

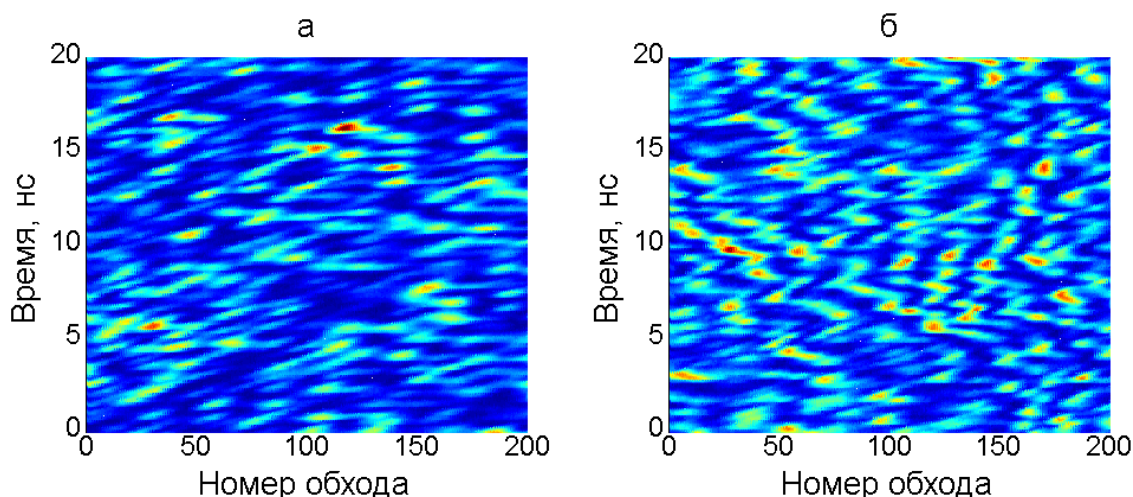


Рисунок 31. Пространственно-временное распределение интенсивности в лазере для мощности накачки (а) 4,58 Вт и (б) 9,17 Вт.

Можно заметить, что рисунки имеют уклон, – картинка как бы съезжает вверх. Это может являться следствием неточности в определении времени обхода резонатора, обсуждаемой выше. Полностью исключить этот фактор нельзя, но возможно уменьшить его влияние. Для этого временная динамика интенсивности была расширена – между каждой парой измеренных значений было добавлено по одному искусственному, равному среднему арифметическому соседних. Таким образом, частота дискретизации эффективно оказалось увеличенной в два раза, и для данного эксперимента это дало положительный результат – уклон стал незначительным, и визуально практически незаметным. На рис. 32 представлены те же пространственно-временные распределения, что и на рис. 31, но рассчитанные по сетке с увеличенной дискретизацией.

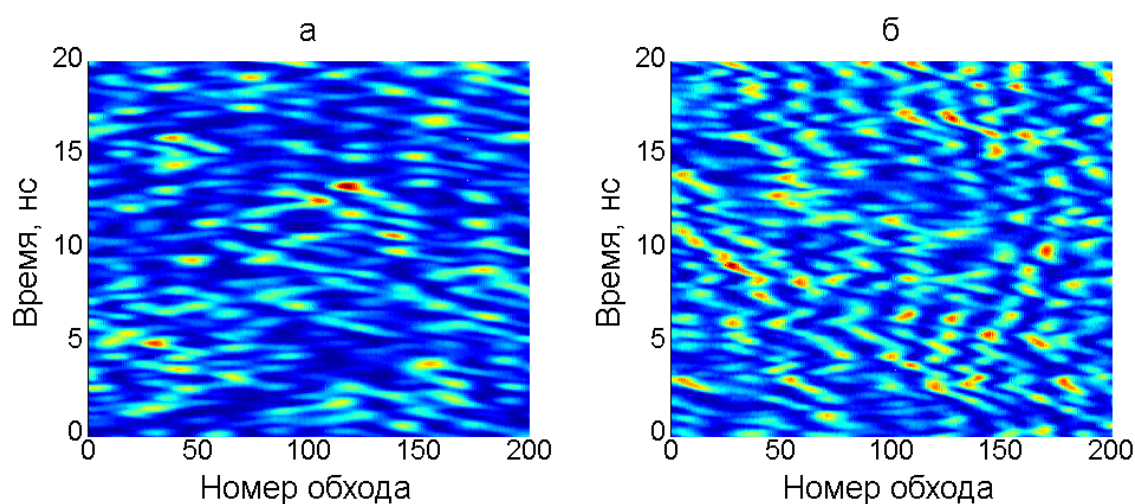


Рисунок 32. Пространственно-временное распределение интенсивности в лазере, рассчитанные по сетке с увеличенной дискретизацией, для мощности накачки (а) 4,58 Вт и (б) 9,17 Вт.

На пространственно-временном распределении излучения хорошо видны яркие максимумы интенсивности, которые, появившись в определенный момент времени, эволюционируют с номером обхода резонатора и, в конце концов, затухают. Длительность эволюции при этом весьма значительна – это десятки обходов при малых мощностях генерации, что соответствует расстояниям до 200 м, и до 10 обходов при больших мощностях (80 м). На рис. 33 показаны "срезы" пространственно-временной динамики – двумерная картина эволюции одной точки резонатора, что соответствует одному горизонтальному сечению распределений с рис. 32. Хорошо видно уменьшение масштаба пространственно-временного распределения при увеличении мощности генерации.

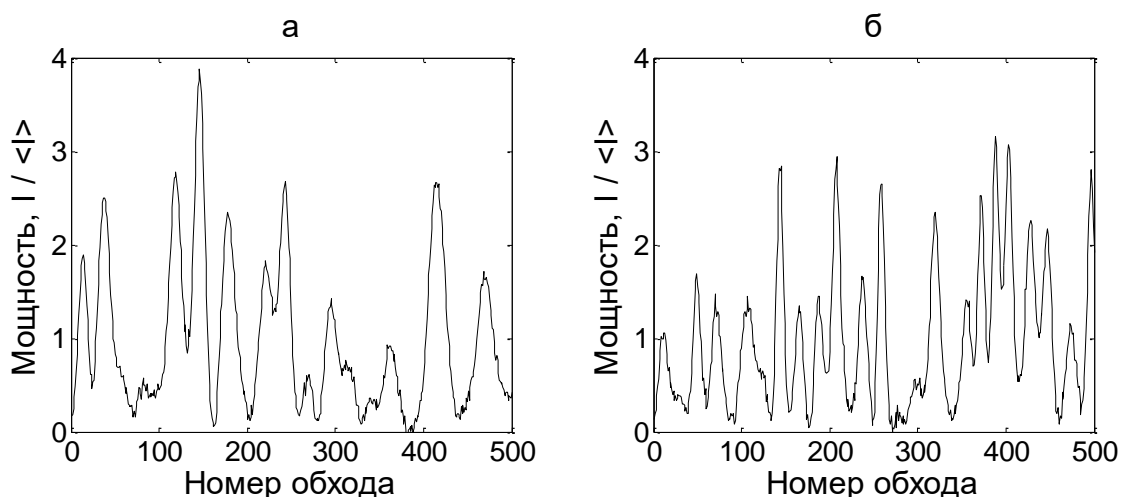


Рисунок 33. Зависимость интенсивности в фиксированной точке резонатора от номера обхода резонатора для мощности накачки (а) 4,58 Вт и (б) 9,17 Вт.

Стоит отметить, что указанные характерные расстояния много больше дисперсионной длины $L_D = T^2 / \beta_2$, где T – ширина пика, равной по порядку величины для рассматриваемого лазера 1 м, но близки к нелинейной длине $L_{NL} = (\gamma I)^{-1} \sim 100$ м. Кроме того, с ростом мощности масштаб пространственно-временной диаграммы уменьшается, – "время жизни" пика сокращается, и качественно также себя ведет нелинейная длина. Таким образом, разумно предположить, что эволюция временной динамики определяется нелинейными процессами в волокне.

Интерес представляют также серии из пиков в пространственно-временной динамике, локализованных регулярным образом. К примеру, такую серию можно наблюдать на рис. 32б, в области диаграммы на времени около 5 нс и обходах с номерами 100-180. Их свойства и причины формирования заслуживают отдельных исследований.

Таким образом, показано, что в иттербиевом лазере с узким спектром, излучающем в квази-непрерывном режиме, ФРВ интенсивности имеет отличную от экспоненциальной форму, что свидетельствует о наличии межмодовых корреляций. С ростом мощности генерации отличие от экспоненциальной зависимости увеличивается, причем форма крыла ФРВ интенсивности отдаляется от экспоненты. Также были построены трехмерные пространственно-временные распределения, анализ которых показал, что в иттербиевом лазере существуют устойчивые структуры, слабо изменяющиеся за обход резонатора и затухающие после 10-30 полных обходов. Распад структур предположительно вызывается нелинейными процессами в волокне.

§5 Изучение статистических свойств излучения ВКР-лазера

Переходя к обсуждению волоконных ВКР-лазеров, стоит отметить, что на момент начала работы уже сложилось четкое понимание важности нелинейных эффектов в контексте свойств его излучения [32]. В частности, был теоретически объяснен механизм формирования спектра генерации, ключевую роль в котором играло четырехволновое смешение большого числа продольных мод [33, 120]. Учитывая сказанное, логично было ожидать и нетривиальных статистических свойств излучения.

В главе 1 описано численное моделирование генерации в волоконном ВКР-лазере и рассчитанные статистические свойства генерируемого им излучения. В [52] было экспериментально подтверждено, что в ВКР-лазере распределение интенсивности различно в центре и на краю спектра, и наблюдалось качественное согласие с описанными в главе 1 результатами моделирования. В представленной работе был поставлен более общий вопрос о характере статистики интенсивности излучения ВКР-лазера в целом, ее мощностной и спектральной зависимости и наличии либо отсутствии корреляций в излучении.

Для изучения статистических свойств излучения волоконного ВКР-лазера был реализован эксперимент, схема которого показана на рис. 34.

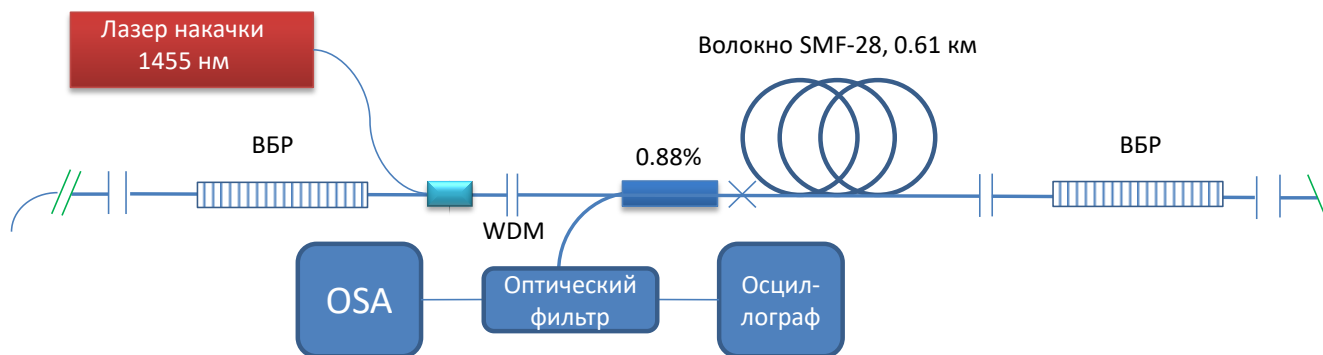


Рисунок 34. Схема экспериментальной установки. OSA –анализатор спектра, WDM – ответвитель со спектральным разделением каналов.

Лазерный резонатор представлял собой отрезок волокна SMF-28 длиной 610 м с аномальной дисперсией величиной $16 \text{ пс}^2 \cdot \text{км}^{-1} \cdot \text{нм}^{-1}$, и потерями порядка $1 \text{ дБ} \cdot \text{км}^{-1}$. Резонатор был ограничен двумя ВБР с высоким коэффициентом отражения и шириной $0,3 \text{ нм}$, центрированными на длину волны около $1,55 \text{ мкм}$. Решетки дополнительно термостабилизировались для исключения смещения при прохождении лазерного излучения; при каждом измерении температура настраивалась на получение максимальной ширины спектра. Лазер накачки – коммерческий волоконный ВКР-лазер

фирмы IPG с низким шумом, излучающий на длине волны 1455 нм. Порог лазерной генерации был равен 2,95 Вт, генерация происходила на длине волны 1550 нм. Измерения производились в диапазоне мощностей накачки от 3 до 5 Вт (максимально возможная для лазера накачки), при этом мощность генерации линейно возрастала до 1,08 Вт. Для измерения внутрирезонаторного излучения в схему был включен волоконный ответвитель, расположенный за входной решеткой, так что измерялась обратная по отношению к накачке волна излучения. Для измерения спектральных характеристик использовался анализатор спектра с разрешением 0,02 нм, временные характеристики регистрировались с помощью фотодетектора со спектральной полосой пропускания 50 ГГц и осциллографом с полосой 25 ГГц. Частота дискретизации сигнала составляла $80 \text{ Гточек} \cdot \text{с}^{-1}$, таким образом, шаг дискретизации равнялся 12,5 пс. Осциллограф был способен сохранять временные ряды длиной до 5 мс, что при указанной дискретизации составляло $4 \cdot 10^8$ точек, но дополнительно обладал функционалом накапливать до 10^9 значений с последующим построением гистограммы. Таким образом, несмотря на невозможность сохранить достаточно длинную зависимость интенсивности от времени, буфер для построения гистограмм был достаточен (всегда использовалось максимальное накопление).

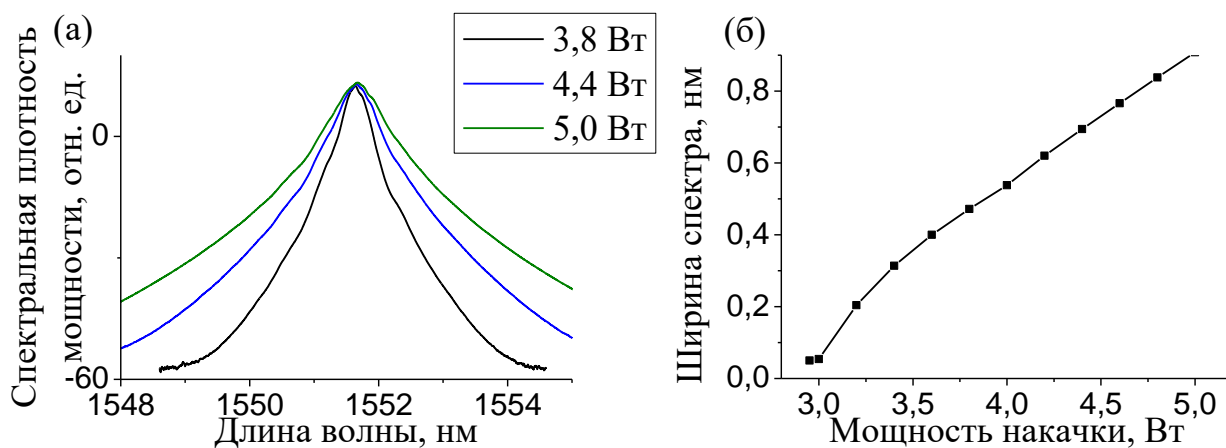


Рисунок 35. (а) Характерные спектры генерации при мощностях накачки 3,8 Вт, 4,4 Вт и 5 Вт. (б) Зависимость ширины спектра от мощности накачки.

Характерный вид спектра генерации представлен на рис. 35. Ширина спектра достигает величины 1 нм по уровню 10 дБ, что на длине волны генерации эквивалентно 125 ГГц. Зависимость ширины спектра от мощности накачки показана на рис. 35б. Ширина спектра превышает полосу осциллографа, и это вносит искажения в регистрируемый им сигнал.

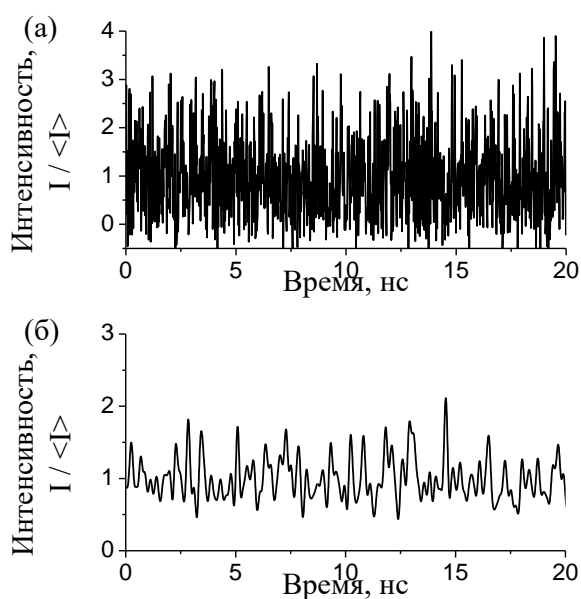


Рисунок 36. Характерный вид зависимости интенсивности излучения от времени при измерениях с полосой осциллографа (а) 25 ГГц (б) 3 ГГц.

Характерная зависимость интенсивности излучения от времени, измеренная при мощности накачки 4,4 Вт, представлена на рис. 36. Для сравнения представлены измерения, выполненные при полной полосе пропускания осциллографа (рис. 36а) и при ограничении ее до 3 ГГц (осциллограф допускал уменьшение спектральной полосы вручную) (рис. 36б). В обоих случаях временная динамика носит стохастический характер, но при измерении с меньшей полосой масштаб флуктуаций возрастает.

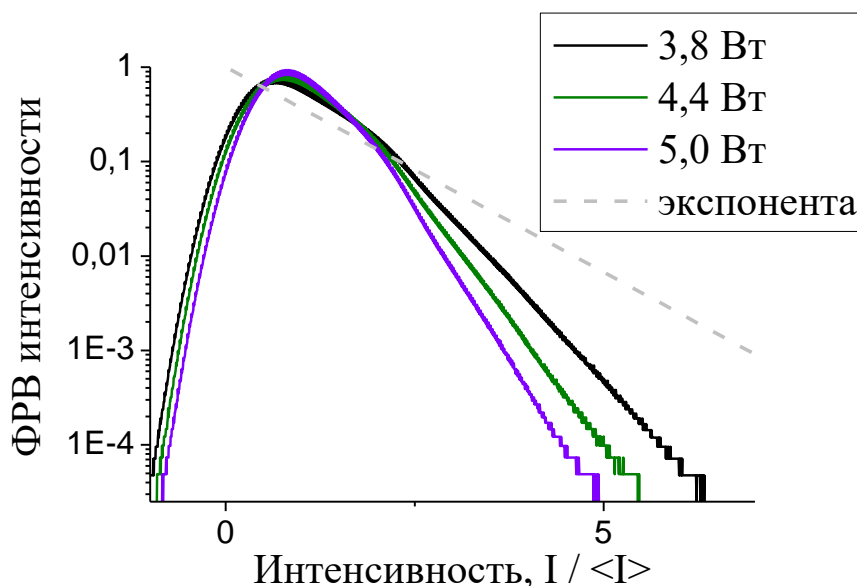


Рисунок 37. ФРВ интенсивности для мощностей накачки 3,8, 4,4 и 5,0 Вт.

На рис. 37 Представлены ФРВ интенсивности для значений мощности накачки 3,8, 4,4 и 5,0 Вт. ФРВ не описываются экспоненциальным законом как в случае

стохастического излучения, точнее, наклон их крыльев по модулю превышает 1. При этом напрямую отсюда нельзя сделать вывод о наличии корреляций в излучении, так как измерения сделаны в условиях ограниченной спектральной полосы. Более того, необходимо отметить, что сужение ФРВ с ростом мощности также требует анализа, так как оно отчасти может быть вызвано уширением спектра, что при неизменной полосе пропускания осциллографа уменьшает ее отношение к ширине спектра, таким образом, делая спектральное ограничение более сильным и внося более существенные искажения в измеренную временную динамику интенсивности.

На рис. 38а показана зависимость наклона крыла ФРВ от мощности генерации, монотонно убывающая с ростом мощности генерации.

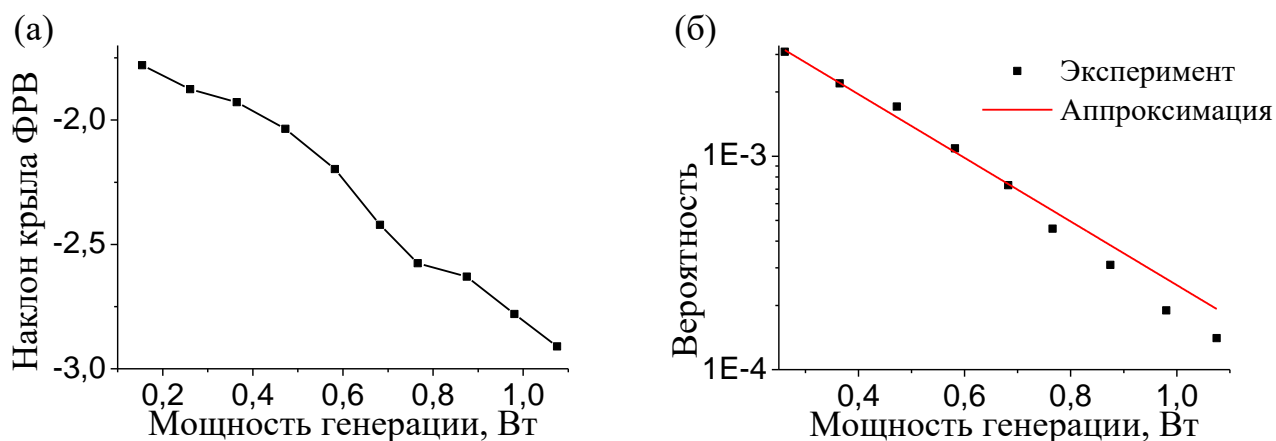


Рисунок 38. Зависимость (а) наклона крыльев ФРВ от мощности и (б) вероятности обнаружения волны с интенсивностью более чем в четыре раза выше средней от мощности генерации.

Рис. 38б показывает зависимость вероятности обнаружения волны с интенсивностью более чем в 4 раза превышающей среднее значение от мощности. Зависимость удовлетворительно аппроксимируется затухающей экспонентой, при этом она более устойчива к ограничению полосы по сравнению с наклоном ФРВ.

Для выяснения вопроса о наличии корреляций в излучении можно воспользоваться методикой, предложенной в главе 1. Так как осциллограф позволял производить измерения с уменьшением полосы вручную, то становилось возможным сравнение кривой для изучаемого лазера с расчетной, полученной ранее. На рис. 39 показаны ФРВ интенсивности, измеренные при одной мощности 4,4 Вт с различными значениями спектральной полосы пропускания осциллографа. Как и ожидалось, ФРВ сужаются при уменьшении полосы, принимая более "лазерный" характер. При этом крылья

распределения в изученном диапазоне допускали аппроксимацию экспоненциальной зависимостью с приемлемой точностью (с наклоном, отличающимся от -1).

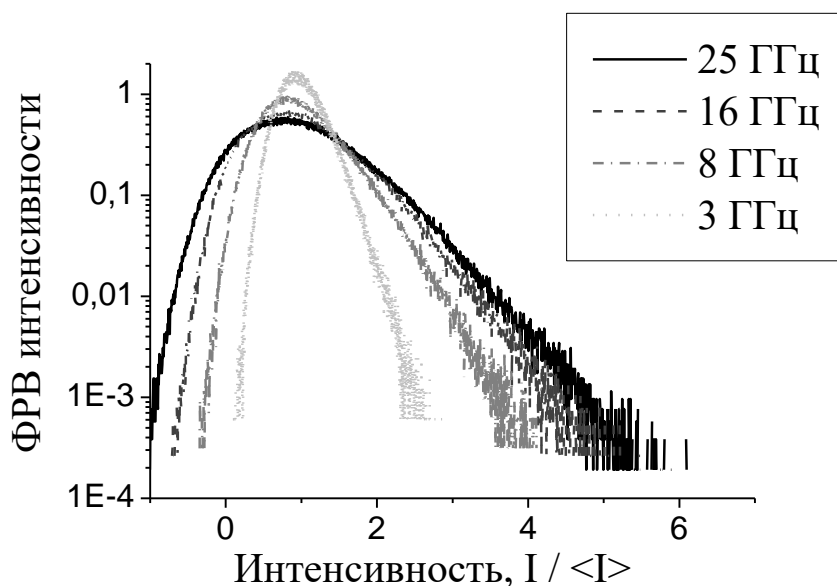


Рисунок 39. ФРВ интенсивности при мощности накачки 4,4 Вт, измеренные с полосой пропускания 25, 16, 8 и 3 ГГц.

Проведенная аппроксимация крыльев ФРВ экспоненциальной функцией позволила провести сравнение с модельным стохастическим излучением. Сравнение в доступном диапазоне представлено на рис. 40 для мощности накачки 4,4 Вт. Полный диапазон недоступен для сравнения, так как даже при максимальной полосе пропускания ее величина составляет лишь около 30% от ширины спектра.

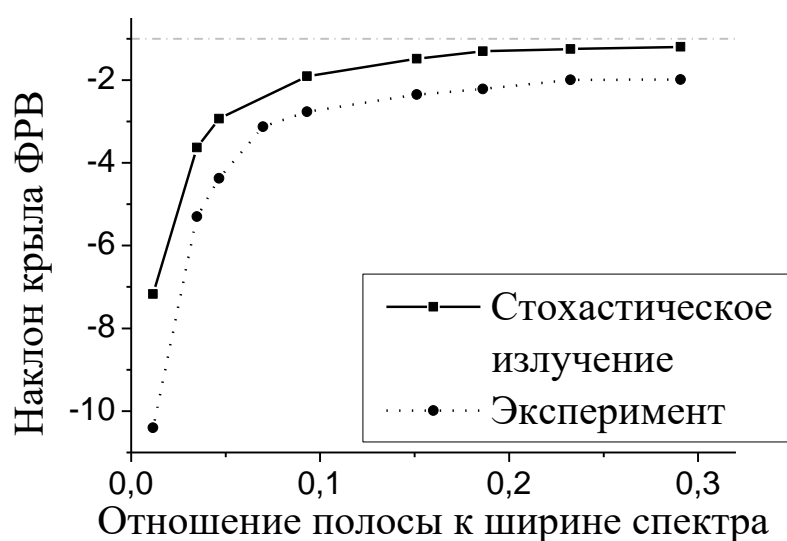


Рисунок 40. Зависимость наклона крыла ФРВ для стохастического и лазерного излучения.

Видно, что кривые соотносятся очень примечательным образом. С одной стороны, формы их очень близки. С другой, есть некоторое почти постоянное смещение их относительно друг друга по оси ординат. В области, где уменьшение полосы еще слабо влияет на наклон крыла ФРВ, ФРВ интенсивности лазерного излучения имеет наклон около -2 , и в дальнейшем этот интервал в одну единицу остается практически неизменным. Данное обстоятельство позволяет не только сделать вывод о наличии корреляций в излучении лазера, – ввиду несоответствия закона увеличения наклона ФРВ расчетному, – но и позволяет предположить, что размер смещения кривой может быть связан с количественной мерой этих корреляций. Указанный вопрос представляет интерес, но в рамках работы он не изучался в деталях.

Аналогичное сравнение можно произвести для уровней АКФ. На рис. 41 представлены АКФ интенсивности для мощности накачки 4,4 Вт, измеренные с различной полосой.

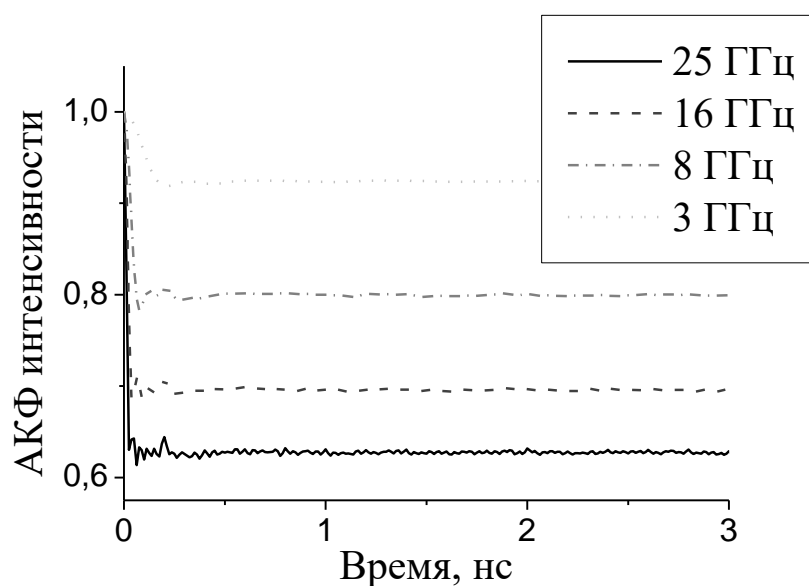


Рисунок 41. АКФ интенсивности при мощности накачки 4,4 Вт, измеренные с полосой пропускания 25, 16, 8 и 3 ГГц.

Сравнение с эталонной кривой для стохастического излучения показано на рис. 42. Видно, что и в данном случае имеется расхождение, свидетельствующее о том, что свойства лазерного излучения не соответствуют аналогичным свойствам стохастического сигнала, следовательно, в излучении присутствуют межмодовые корреляции.

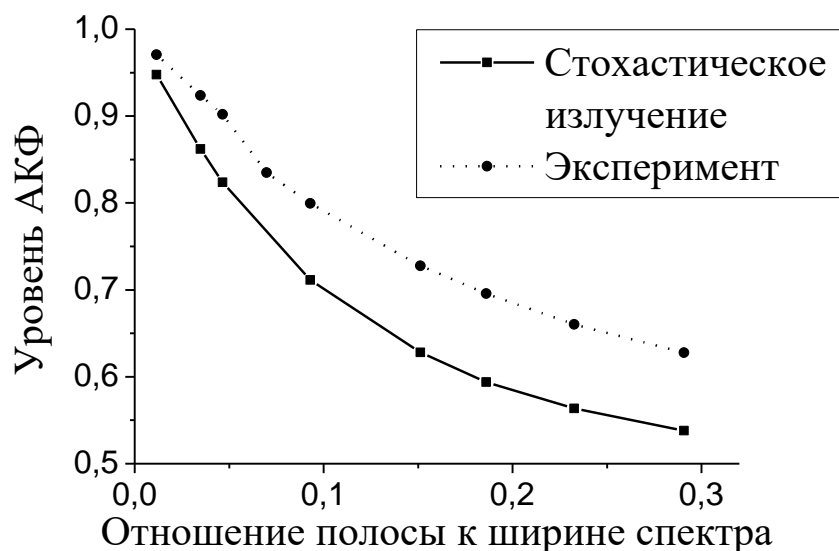


Рисунок 42. Уровень АКФ для стохастического и лазерного излучения.

Таким образом, было показано, что излучение волоконного ВКР-лазера с плотными ВБР является коррелированным, о чем свидетельствуют отличные свойства ФРВ интенсивности и АКФ интенсивности от тех, которыми характеризуется стохастическое излучение.

Также для изучаемого ВКР-лазера были измерены ФРВ интенсивности по частям спектра с использованием оптического спектрального фильтра. Перестраиваемый спектральный фильтр с волоконными входом и выходом был помещен непосредственно перед фотодетектором и позволял производить измерения в различных частях спектра, а также при разной ширине фильтра.

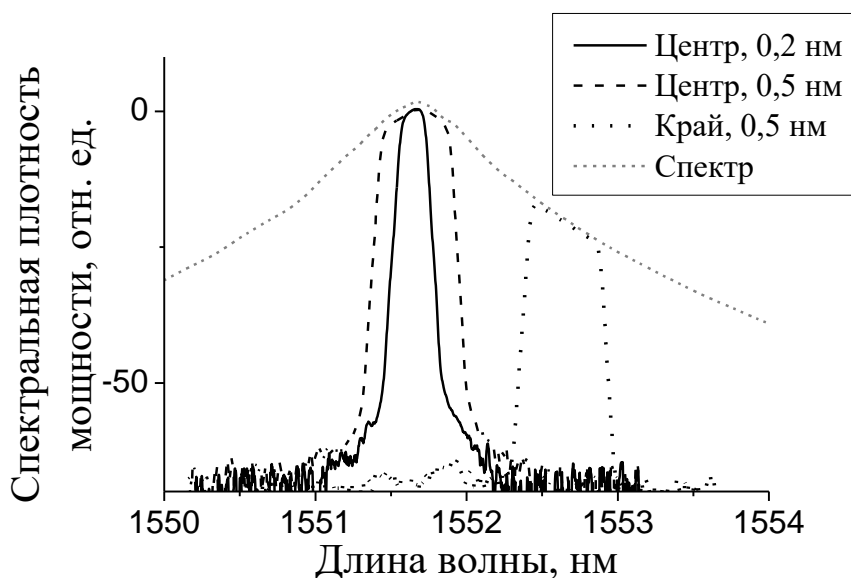


Рисунок 43. Примеры спектров излучения после фильтрации.

На рис. 43 приведены спектры излучения, прошедшего фильтрацию для трех случаев: расположения фильтра в центре спектра при ширинах равных 0,2 нм и 0,5 нм и при положении на краю спектра (отстройка 1 нм от центральной длины волны) и ширине 0,5 нм.

Рис. 44 демонстрирует ФРВ интенсивности излучения после фильтрации. Показаны ФРВ для излучения в центре спектра для ширины фильтра 0,2 нм и 0,5 нм.

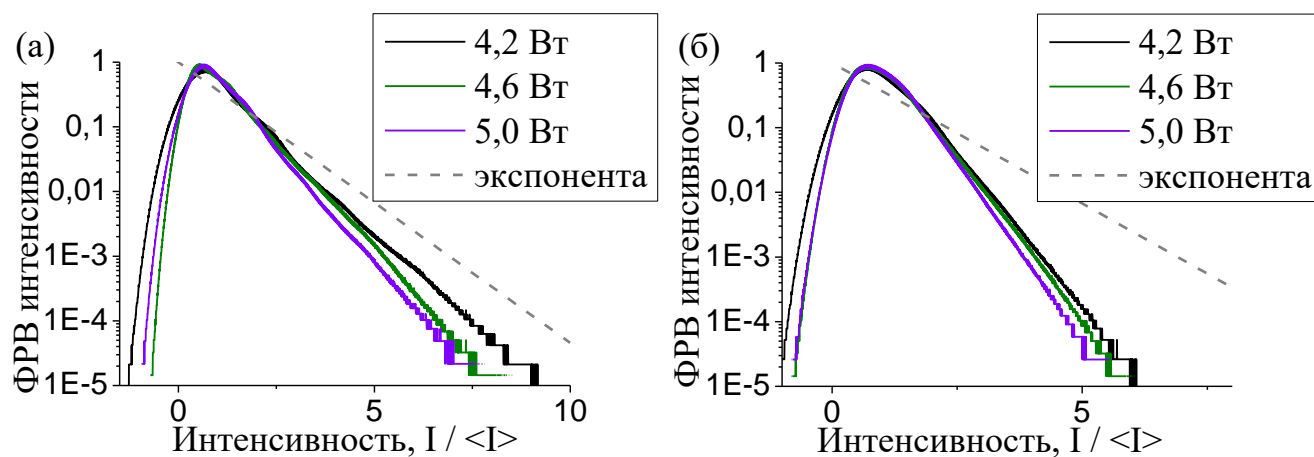


Рисунок 44. ФРВ интенсивности для ширины спектрального фильтра (а) 0,2 нм и (б) 0,5 нм, полученные при расположении фильтра в центре спектра для мощностей накачки 4,2 Вт, 4,6 Вт, 5 Вт.

Как видно из приведенных графиков, изменения ФРВ от мощности накачки выражены слабо, а сами ФРВ имеют форму, близкую к экспоненциальной, но с большим по модулю наклоном. Важно отметить, что изменения ФРВ с ростом мощности здесь никак не связаны с изменением ширины спектра, так как спектральным фильтром в любом случае вырезалась область фиксированной ширины. Более того, спектральный интервал 0,2 нм примерно соответствует полосе пропускания осциллографа, так что данные измерения не имеют искажений, вызванных ограничением полосы. На рис. 44б уже имеются искажения, так как ширина фильтра 0,5 нм примерно вдвое превышает полосу осциллографа, но они еще не слишком значительны.

При отступлении от центра спектра форма ФРВ меняется принципиально. Даже при отстройке 0,5 нм, что еще меньше характерной ширины решеток, возникают далекие крылья ФРВ с наклоном, по модулю меньшем -1 (рис. 45а). Еще дальше от центра спектра наблюдаются волны с интенсивностью в десятки раз больше среднего значения, что показано на рис. 45б для отстройки 1 нм. Качественно это согласуется с результатами, полученными при моделировании, о которых шла речь в главе 1.

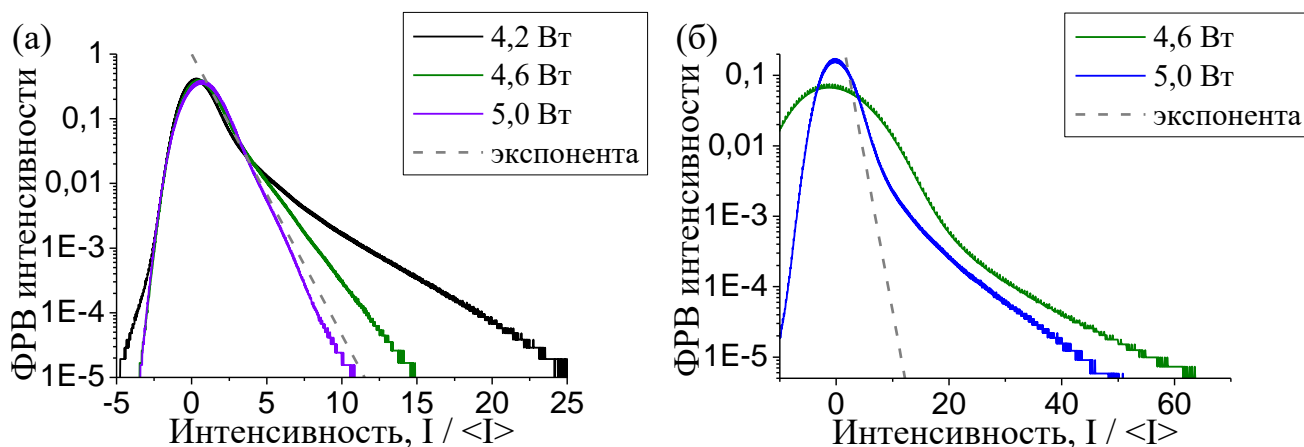


Рисунок 45. ФРВ интенсивности для ширины спектрального фильтра 0,5 нм, полученные расположении фильтра с отстройкой от центра спектра (а) 0,5 нм и (б) 1 нм при мощностях накачки 4,2 Вт (на панели (а)), 4,6 Вт, 5 Вт.

На рис. 46 показаны ФРВ при фиксированной мощности накачки 5 Вт и ширине спектрального фильтра 0,5 нм, но различных отстройках от центра – от 0 нм до 1,5 нм. Очень нагляден рост крыла ФРВ с увеличением максимальной амплитуды волн более чем на порядок при этом. Отстройка в 1,5 нм уже соответствует излучению на самом краю ВБР, то есть оно генерируется за меньшее число обходов по сравнению с излучением в центре спектра.

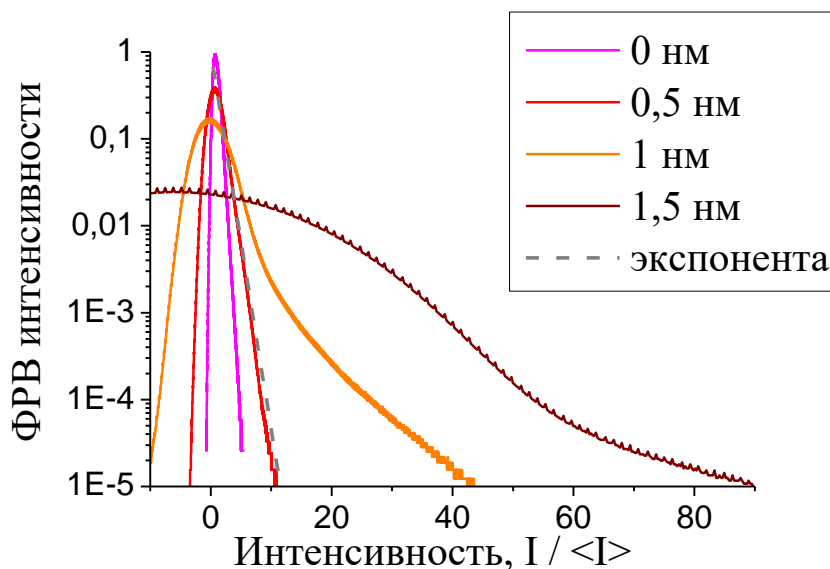


Рисунок 46. ФРВ интенсивности при мощности накачки 5 Вт и различных отстройках фильтра шириной 0,5 нм от центра спектра: 0, 0,5, 1 и 1,5 нм.

Стоит отметить, что для регистрации излучения с большими отстройками от центра приходилось ограничиваться очень малой средней мощностью. Действительно, для регистрации интенсивных пиков без насыщения фотодетектора необходимо было

удерживать заводимую в фотодетектор мощность на низком уровне. При этом становится существенным влияние шумов осциллографа на область ФРВ вблизи нуля. Более того, даже очень низкое среднее значение шума оказывалось существенным на фоне среднего значения мощности излучения, что создавало проблемы при нормировке оси абсцисс ФРВ, которая должна нормироваться на среднюю мощность излучения. Потребовалась разработка специального способа калибровки, основанного на регистрации тока фотодетектора, на который шум осциллографа, естественно, не влиял, но даже с учетом этого погрешность значений по оси абсцисс на рис. 45 может достигать 10%, а для последней кривой на рис. 46 – 20% и даже больше. Кроме того, центральная часть ФРВ вообще в значительной степени искажена влиянием шума и ее не следует рассматривать как свойство лазерного излучения; на рис. 45 и 46 физический смысл имеют только крылья ФРВ (для наиболее удаленных от центра измерений – примерно от 10-20 средних значений).

Тем не менее, на основании приведенных данных вполне можно сделать вывод о возникновении интенсивных волн на краю спектра генерации волоконного ВКР-лазера. При этом центральная часть спектра описывается ФРВ близкой к экспоненциальной, что позволяет рассматривать излучения в центре спектра как содержащее лишь слабые межмодовые корреляции и близкое по свойствам к стохастическому. При удалении от центра корреляции становятся существенными, и именно они определяют форму ФРВ с далекими крыльями.

Представляет интерес получение пространственно-временных распределений интенсивности для волоконного ВКР-лазера. Оценка времени обхода для резонатора длиной 600 м дает 6 микросекунд, для точного определения времени обхода резонатора были рассчитаны АКФ интенсивности со сдвигом, соответствующим ожидаемому значению. На рис. 47 показаны АКФ для разных мощностей, у которых наблюдаются пики в точках, соответствующих времени первого полного обхода резонатора. Стоит отметить, что в сравнении с иттербиевым лазером здесь время обхода значительно больше, и количество точек в одном обходе очень велико - около $5 \cdot 10^5$. АКФ такой длины с приемлемой точностью рассчитать не представляется возможным, поэтому был рассчитан только ее небольшой участок, показанный на рис. 47а. Также по сравнению с иттербиевым лазером отличие амплитуды второго пика от единицы более существенно,

что, вероятно, является следствием большего оптического пути, проходимого волной генерации за один обход резонатора.

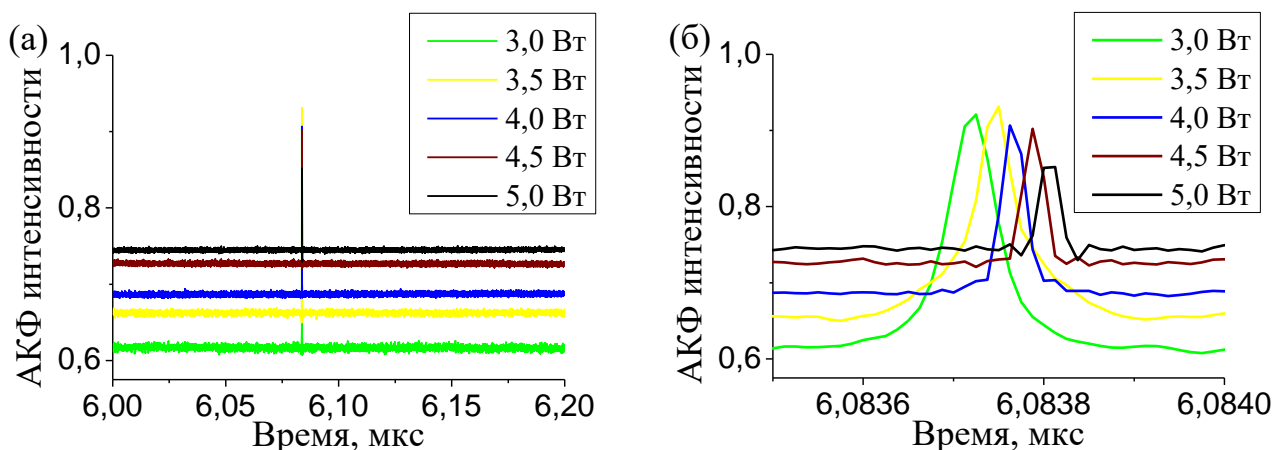


Рисунок 47. АКФ интенсивности для мощностей накачки 3, 3,5, 4, 4,5, 5 Вт: (а) – общий вид, (б) – детализация пиков.

При увеличении мощности происходит очень малое увеличение времени обхода, что видно на рис. 47б. Вызвано это, вероятно, термическим расширением волокна при прохождении по нему более мощного излучения. Это обстоятельство существенно при построении пространственно-временных диаграмм, так как от него зависит возможный уклон всей картины.

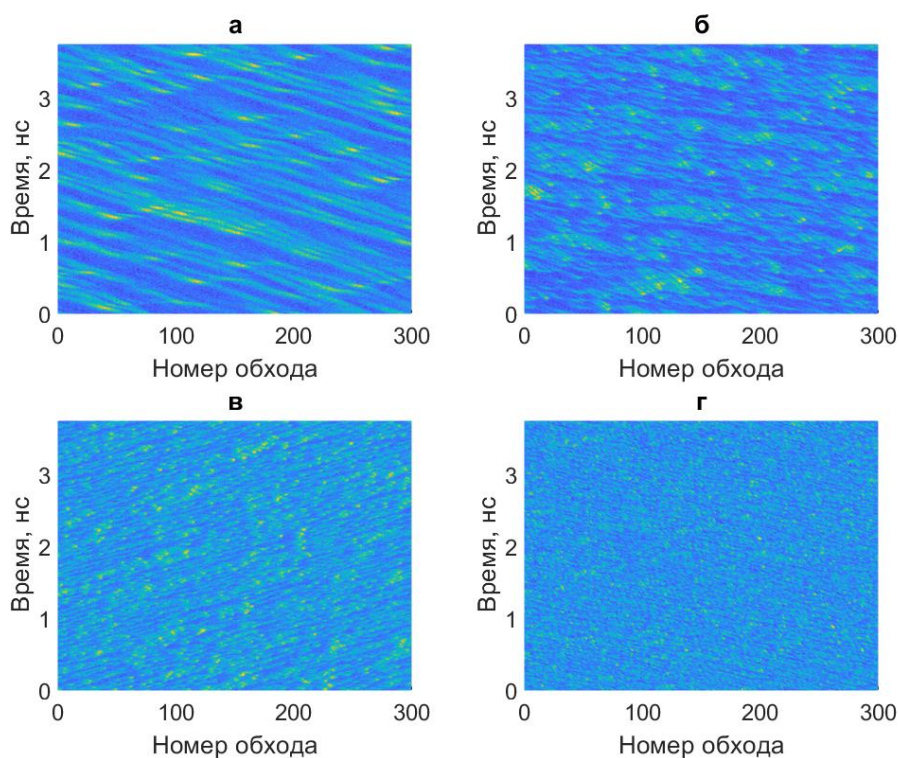


Рисунок 48. Пространственно-временные распределения интенсивности для мощностей накачки 3, 3,5, 4 и 5 Вт.

На рис. 48 представлены пространственно-временные распределения интенсивности для разных мощностей накачки. В ВКР-лазере также присутствуют структуры, эволюционирующие в течение некоторого количества полных обходов резонатора, после чего исчезающие. Аналогично иттербиевому лазеру, с ростом мощности генерации их время жизни падает с величины порядка 100 до менее 10 обходов. В данном случае характерный масштаб расстояний, на которых существуют эти волновые структуры, превышает нелинейную длину в несколько раз, но все же с некоторой натяжкой можно считать их имеющими один порядок. Дисперсионная длина, как и в иттербиевом лазере, значительно меньше.

Изучение статистических свойств излучения волоконных лазеров с резонаторами, образованными точечными отражателями, позволило сделать несколько выводов. Во-первых, и в иттербиевом, и для ВКР-лазере излучение содержит межмодовые корреляции и не является полностью стохастическим. В иттербиевом лазере ширина спектра генерации меньше спектральной полосы пропускания использовавшегося осциллографа, поэтому данный этот вывод возможно сделать прямо из формы экспериментальной ФРВ интенсивности, не совпадающей с экспонентой, и АКФ интенсивности, уровень которой равен 0,66 вместо 0,5 для стохастического излучения. Ширина спектра ВКР-лазера превосходила полосу пропускания, поэтому для установления факта наличия корреляций потребовалось применение методики сравнения наклона крыла ФРВ со стохастическим сигналом при аналогичном ограничении полосы. Во-вторых, установлено, что крыло ФРВ интенсивности иттербиевого лазера затухает быстрее экспоненциального закона, таким образом, интенсивные волны подавлены и не наблюдаются в излучении. Для ВКР-лазера даже при измерениях с ограниченной полосой форма крыла ФРВ удовлетворительно описывалась экспоненциальным законом. В-третьих, экспериментально подтверждено отличие статистических свойств излучения в центре и на краю спектра генерации волоконного ВКР-лазера. В центре спектра ФРВ имеют форму, близкую к экспоненциальной, что говорит о слабых межмодовых корреляциях и характере излучения, близком к стохастическому. На краю спектра наблюдается генерация волн очень большой интенсивности величиной в десятки (до 60-80) средних значений, и характерная для этого случая форма ФРВ с очень далекими крыльями. С увеличением отстройки от центра спектра крыло ФРВ интенсивности удлиняется. Таким образом, на

краю спектра излучение является нестохастическим. В-четвертых, было зарегистрировано нетривиальное поведение АКФ интенсивности в иттербиевом лазере. На временах, соответствующих десяткам полных обходов резонатора, наблюдается регулярная структура пиков, характеризующаяся на некоторых участках значениями меньше уровня АКФ, что можно интерпретировать как возникновение антикорреляций в излучении. Построение пространственно-временных диаграмм позволило визуализировать устойчивые структуры, существующие в излучении на протяжении 30-200 обходов резонатора в зависимости от мощности излучения. Аналогичные волновые структуры, хотя и менее явно выраженные, наблюдаются на пространственно-временных диаграммах для ВКР-лазера. Дистанция затухания соответствует по порядку величины с нелинейной длиной в волокне, что позволяет предположить, что распад таких структур происходит за счет нелинейных взаимодействий.

Глава III

Экспериментальное изучение статистических свойств излучения волоконных лазеров со СРОС

§6 Волоконные лазеры со СРОС

Идея создания лазера со случайной распределенной обратной связью возникла еще в 1966 году, когда в работе [121] была продемонстрирована генерация рубинового лазера, в котором вместо одного из зеркал использовался диффузный рассеиватель. Более полное изучение данного типа генерации состоялось только в 1986 году, когда Маркушевым с коллегами были изучены свойства генерации лазера на измельченном кристалле [122]. Наконец, термин "random laser" был впервые использован в работе [123], и в дальнейшем он стал общепринятым для лазерных систем с нерегулярным типом обратной связи. Важной характерной особенностью лазеров этого типа является отсутствие четко выраженных мод в структуре излучения, что логично объясняется отсутствием резонатора в классическом понимании термина.

Лазер со случайной обратной связью на основе волоконного световода был впервые продемонстрирован в [124]. Обратная связь возникала за счет ВКР на неоднородностях волокна. По сравнению с традиционным волоконным ВКР-лазером данная конструкция обладает очевидным преимуществом в отсутствии отражательных элементов для формирования обратной связи. Интерес к волоконным лазерам со СРОС продолжает оставаться высоким, изучаются их мощностные [125] и спектральные [126] характеристики. При этом временные и статистические свойства излучения в первые годы после демонстрации оставались неизученными.

В работе [39] процесс формирования спектра излучения в лазере со СРОС был описан аналитически с помощью предложенной волновой кинетической модели. В рамках этого подхода важным вопросом является ФРВ интенсивности излучения. В указанной работе использовалась гауссова статистика для поля, но вопрос об истинном распределении остается открытым: статистические свойства излучения волоконных лазеров со СРОС не были изучены ни теоретически, ни экспериментально.

§7 Изучение статистических свойств излучения волоконного лазера со СРОС в схеме с кольцевым зеркалом

Существуют различные схемы генерации волоконных лазеров со СРОС [125], для которых можно ожидать различных статистических свойств излучения. Для изучения была выбрана схема с прямой односторонней накачкой; ее еще называют полусимметричной в противовес симметричной, при которой используются две накачки [124]. Было изучено три конфигурации: на конце, противоположном направлению распространения волны накачки, располагались в первом случае – кольцевое зеркало, во втором – плотная узкая ВБР, в третьем – спектральный фильтр Лию.

Схема с кольцевым зеркалом (в общем случае – широкополосным отражателем) на конце считается наиболее близкой по характеру генерации к симметричной схеме, в которой была впервые продемонстрирована генерация в волоконном лазере со СРОС [124], так как возвращаемое зеркалом излучение имитирует обратную волну генерации от второго лазера накачки. Общая схема экспериментальной установки показана на рис. 49. Волоконное кольцевое зеркало показано на рисунке под I номером.

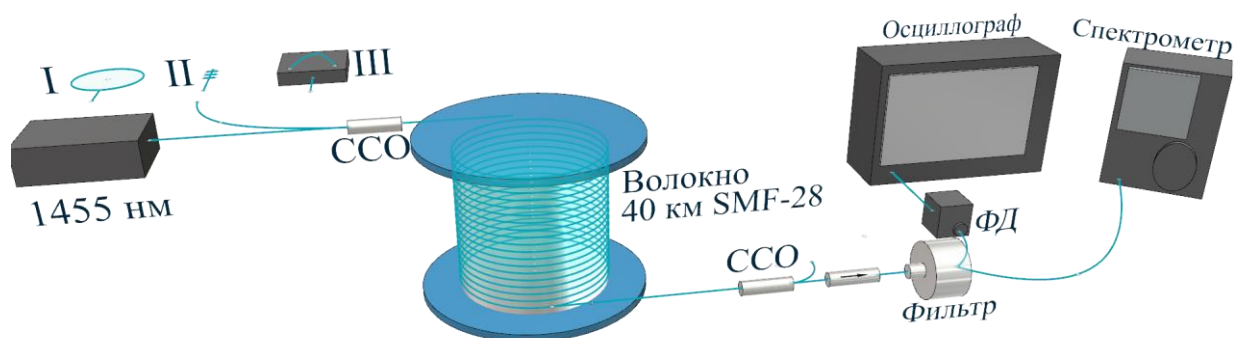


Рисунок 49. Схема экспериментальной установки. 1455 нм – лазер накачки, ФД – фотодетектор, ССО – спектрально-селективный ответвитель, стрелкой показан изолятор. I обозначает схему с кольцевым зеркалом на конце, II – с ВБР, III – с фильтром Лию.

Генерация за счет ВКР происходила в отрезке стандартного телекоммуникационного волокна SMF-28 длиной 40 км. С одного конца в волокно через ответвитель со спектральным уплотнением каналов заводилось излучение лазера накачки на длине волны 1455 нм. С того же конца к волокну было приварено волоконное кольцевое зеркало. На противоположном конце к волокну были последовательно приварены волоконный ответвитель со спектральным уплотнением каналов для отвода непоглощенной накачки, изолятор с подавлением обратного сигнала на 60 дБ для предотвращения возникновения паразитной обратной связи за счет

случайного отражения от мест сварки волокна или измерительного оборудования и волоконный ответвитель 90% : 10%. Спектр измерялся анализатором с разрешением 0,02 нм, временные характеристики регистрировались фотодетектором с полосой пропускания 50 ГГц и осциллографом, полоса пропускания которого составляла 33 ГГц, шаг дискретизации – 12,5 пс.

Порог генерации лазера составлял 1,3 Вт. Высоко над порогом спектр имел форму двух широких пиков, при этом один имел существенно бóльшую амплитуду. Ширина интенсивного спектрального пика составляла примерно 2,5 нм по уровню 10 дБ и практически не зависела от мощности (диапазон изменения высоко над порогом – от 2,3 до 2,6 нм). При больших мощностях накачки, выше 3 Вт, возрастала спектральная мощность и в левом, менее интенсивном пике, тогда полная ширина (по уровню, скажем, 20 дБ) достигала 13 нм. Форма спектра также слабо зависела от мощности накачки. На рис. 50 показан характерный вид спектров при мощностях накачки 2,6 Вт и 3,6 Вт.

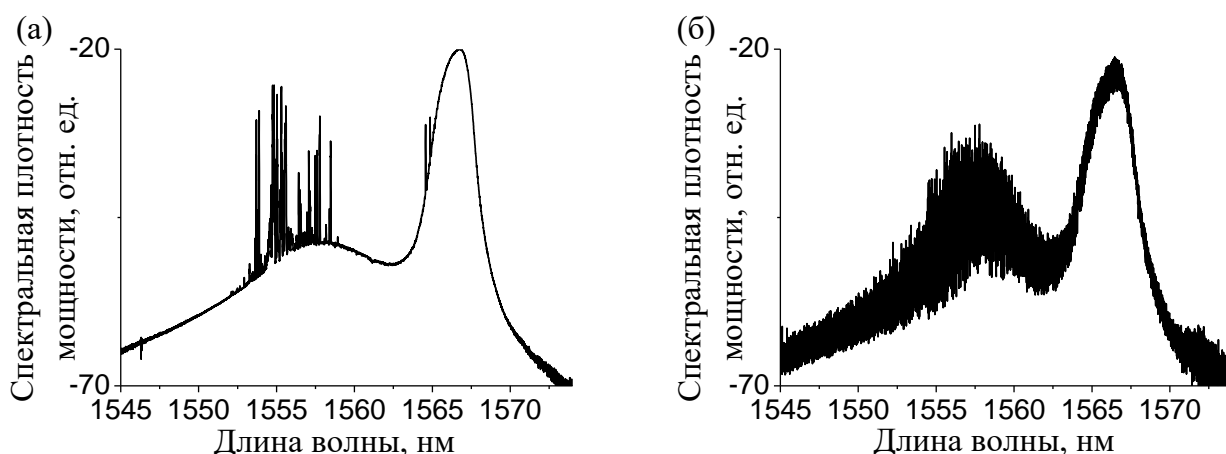


Рисунок 50. Спектр генерации в схеме с кольцевым зеркалом при мощностях накачки (а) 2,6 Вт (б) 3,6 Вт.

Излучение, измеренное фотодетектором и осциллографом, имело стохастический вид, характерный для волоконных лазеров. Типичные зависимости интенсивности от времени, соответствующие мощностям накачки 2,6 Вт и 3,6 Вт, представлены на рис. 51. Можно заметить даже невооруженным глазом, что характер временной зависимости на этих двух графиках несколько различается. При меньшей мощности излучение имеет обычный "стохастический" вид и качественно не отличается от, например, волоконных лазеров с ВБР, описанных в главе 2. Но при больших мощностях зависимость приобретает нехарактерную модуляцию с существенными провалами.

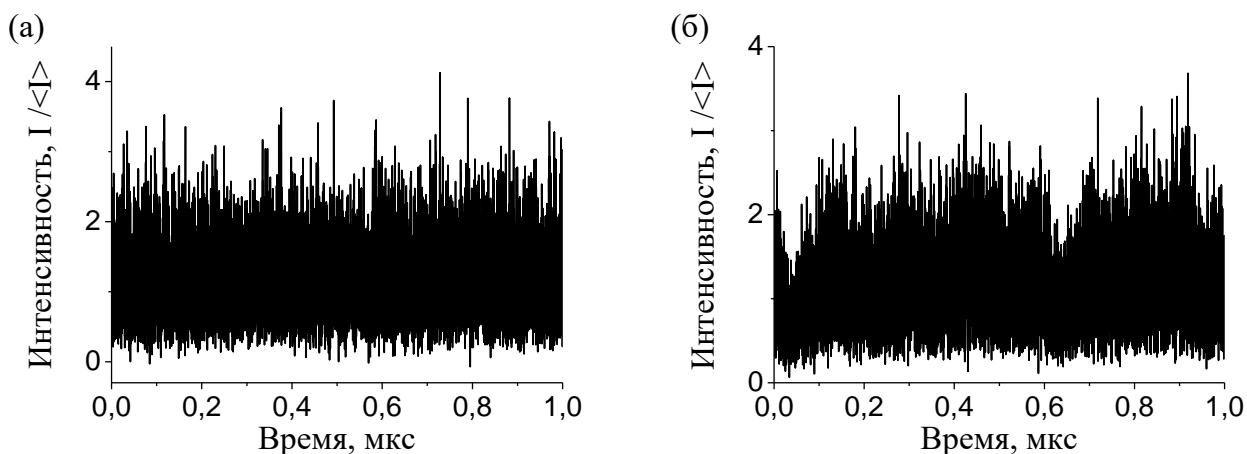


Рисунок 51. Характерный вид зависимости интенсивности излучения от времени в схеме с кольцевым зеркалом для мощности накачки (а) 2,6 Вт и (б) 3,6 Вт.

Выше уже отмечалось, что ширина спектра излучения велика, – около 2,5 нм или 312 ГГц, что на порядок превышает полосу пропускания осциллографа. Ввиду этого факта измеренный сигнал является очень существенно ограниченным по полосе, и ФРВ интенсивности не отражают истинные свойства излучения. На рис. 52 ФРВ показаны для мощностей накачки 2,6 Вт, 3 Вт и 3,6 Вт. Буфер для построения гистограмм здесь и далее составлял 10^9 точек. Отрицательные крылья распределения объясняются ограниченностью полосы пропускания осциллографа.

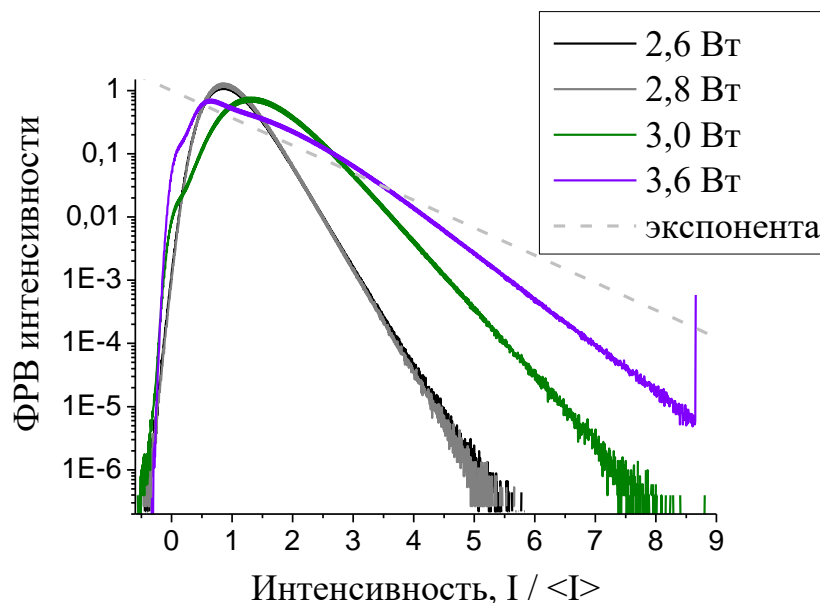


Рисунок 52. ФРВ интенсивности излучения в схеме с кольцевым зеркалом при различных мощностях накачки.

Один качественный вывод из приведенных данных все же может быть сделан, по крайней мере, на уровне гипотезы. Как уже упоминалось, спектр генерации при увеличении мощности меняется весьма слабо, и то же можно сказать о его ширине.

Следовательно, отношение полосы пропускания осциллографа к оптической ширине спектра остается при увеличении мощности примерно постоянным, тогда и искажения, вносимые конечностью полосы, должны быть одинаково сильными для разных мощностей. Тот факт, что ФРВ интенсивности при накачке мощностью 2,6 Вт и 2,8 Вт совпадают, косвенно свидетельствует об идентичности структуры излучения. В то же время при дальнейшем росте мощности происходит изменение характера поведения ФРВ, что может указывать на изменения в структуре излучения.

В силу того, что измерения всего спектра малоинформативны ввиду ограничения полосы, потребовалось более детальное изучение – анализ статистических свойств излучения в отдельных частях спектра. Выходное излучение лазера дополнительно пропускалось через аттенюатор и оптический спектральный фильтр, который вырезал интересующую область. Аттенюатор и фильтр имели волоконные вход и выход и присоединялись к схеме с помощью FC/APC коннекторов. Ширина фильтра при измерениях была фиксирована на 0,25 нм, а положение перестраивалось (рис. 53).

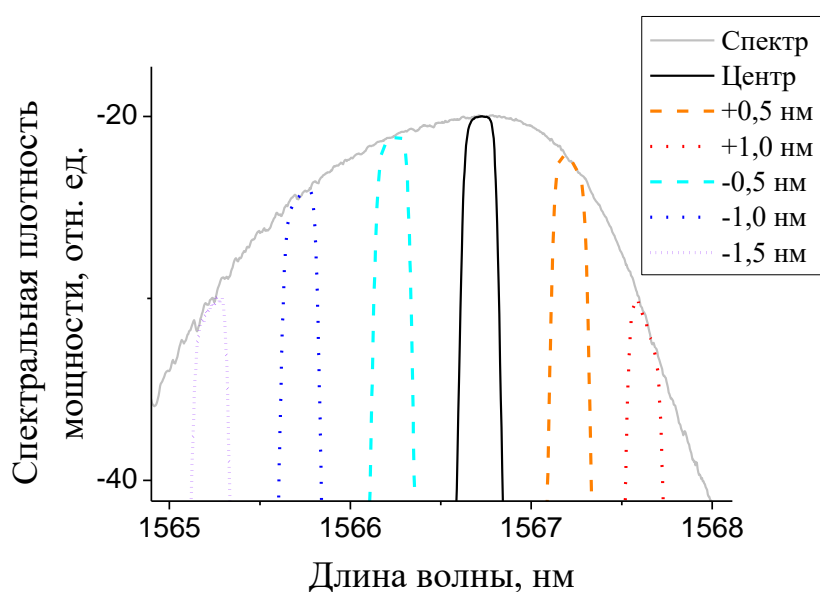


Рисунок 53. Положение спектральных фильтров. Сплошная черная линия показывает положение фильтра в центре спектра. Прерывистой линией обозначены фильтры с отстройкой 0,5 нм от центра, пунктиром – с отстройкой 1 нм, мелким пунктиром – с отстройкой 1,5 нм. Цвета синей части спектра соответствуют смещению в коротковолновую область, красной – в длинноволновую.

Измерения были произведены для положений центра фильтра на длинах волн 1562,23 нм, 1565,72 нм, 1566,23 нм, 1566,72 нм, 1567,21, нм и 1567,62 нм, то есть в центре спектра, с отстройкой 0,5 нм от центра в длинноволновую и коротковолновую

область, с отстройкой 1 нм в длинноволновую и коротковолновую область и с отстройкой 1,5 нм в коротковолновую область (в длинноволновой было недостаточно мощности для регистрации при такой отстройке). Ширина фильтра на данных длинах волн составляла около 31 ГГц, оставаясь меньше полосы пропускания осциллографа.

На рис. 54 представлены ФРВ интенсивности излучения по вышеперечисленным частям спектра для мощностей накачки 2,7 Вт и 3,0 Вт. Как видно из графиков, при меньшей мощности центр и коротковолновая часть спектра демонстрируют одинаковую статистику интенсивности, отличающуюся от экспоненциальной, что свидетельствует о наличии корреляций в излучении. В длинноволновой части спектра у ФРВ возникает далекие крылья, растущие с увеличением мощности. При отстройке вправо на 1 нм (на длине волны 1567,62 нм) крыло ФРВ настолько велико, что имеет смысл говорить о "L-образной" форме ФРВ. Такая форма характеризует собой так называемую статистику редких событий. Более подробный анализ этого явления будет проведен в главе 4.

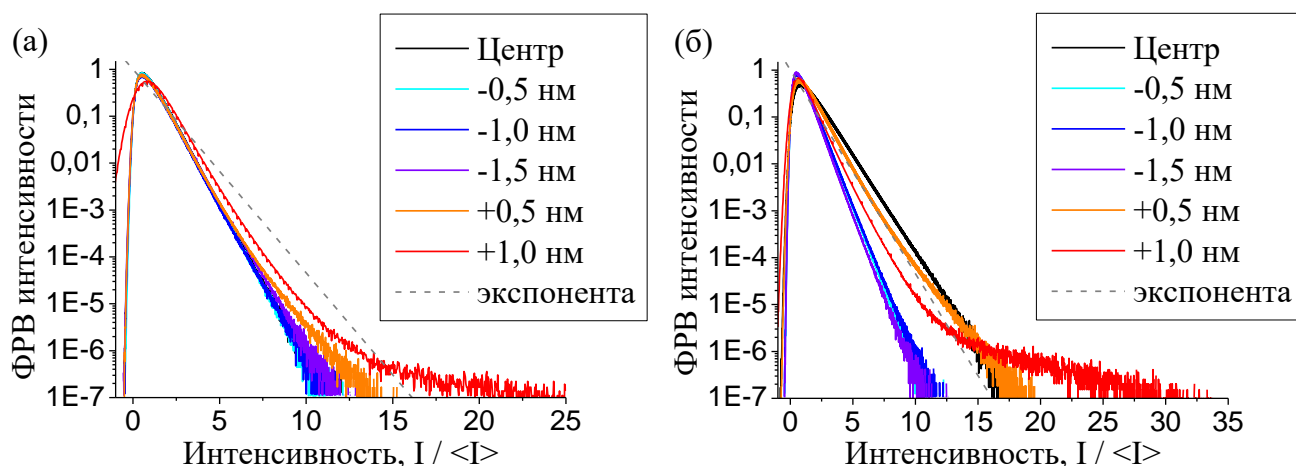


Рисунок 54. ФРВ интенсивности в схеме с кольцевым зеркалом при различных положениях в спектре для мощности накачки (а) 2,7 Вт (б) 3,0 Вт. Цвета синей части спектра соответствуют смещению в коротковолновую область, красной – в длинноволновую.

Отличия свойств излучения в центре и на краю спектра наблюдались и для волоконных лазеров с ВБР, что было описано в главах 1 и 2. Характер этих различий схож: на краю спектра генерации ФРВ интенсивности имеет более далекие крылья. Вместе с тем, в лазерах со СРОС излучение ни в центре, ни на краю спектра не совершает большого числа обходов резонатора, и в этом смысле фундаментальное отличие излучения в этих двух спектральных положениях исчезает. А отличие в статистических свойствах остается, что свидетельствует о наличии иного механизма его формирования. Этот вопрос, безусловно, заслуживает отдельного исследования.

§8 Изучение статистических свойств излучения волоконного лазера со СРОС в схеме с узкой ВБР

Второй из изученных была конфигурация с плотной ВБР на конце, противоположном выходному. Использование узкополосного точечного отражателя позволяет сузить спектр генерации. В контексте изучаемого вопроса это существенно, так как позволяет уменьшить искажения, вызванные конечностью полосы пропускания регистрирующего оборудования.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 49, ВБР показана под II номером. Отличие от описанного выше эксперимента только в замене кольцевого зеркала волоконной брэгговской решеткой. ВБР была центрирована на длину волны 1550,5 нм, имела ширину на полувысоте 0,05 нм и максимальный коэффициент отражения 98%. В результате наблюдалось сужение спектра по сравнению с генерацией при наличии кольцевого зеркала. Порог генерации в данной схеме равнялся 1,3 Вт. На рис. 55 показаны характерный спектры генерации при мощностях накачки 1,6 Вт, 2,2 Вт и 3 Вт.

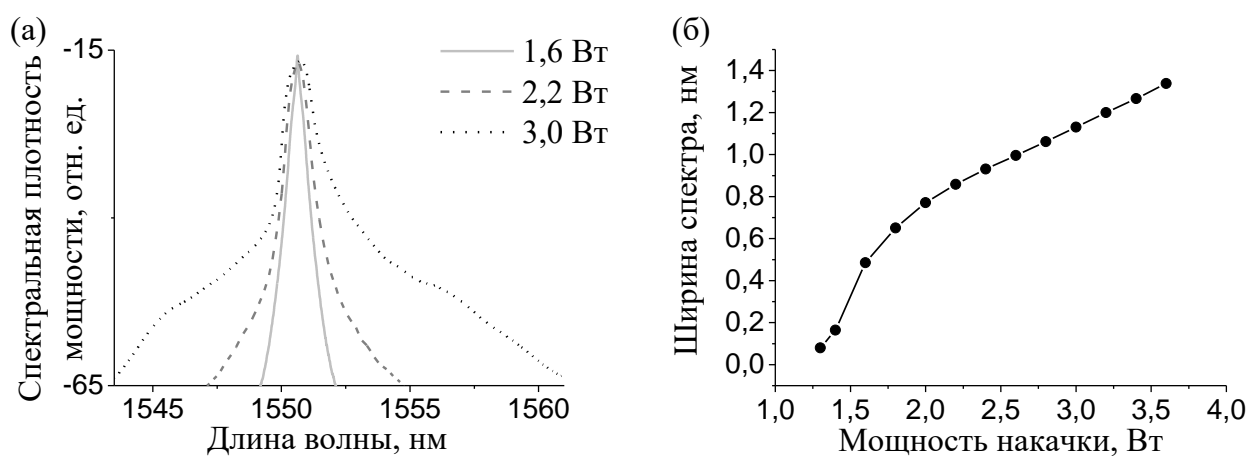


Рисунок 55. (а) Спектры генерации в схеме с ВБР при мощностях накачки 1,6 Вт, 2,2 Вт, 3,0 Вт. (б) Зависимость ширины спектра от мощности накачки.

Рис. 55б показывает ширину спектра на полувысоте как функцию мощности накачки. Высоко над порогом ширина спектра составляла величину порядка 1 нм, то есть происходило его существенное уширение при прохождении по волокну. Таким образом, превышение ширины спектра над полосой осциллографа не так значительно, как в схеме с кольцевым зеркалом, – присутствует отличие в разы, но все же не на

порядок. Как было показано в главе 1, при таком отличии форма ФРВ претерпевает не слишком большие изменения и в некоторой степени сохраняет исходные особенности.

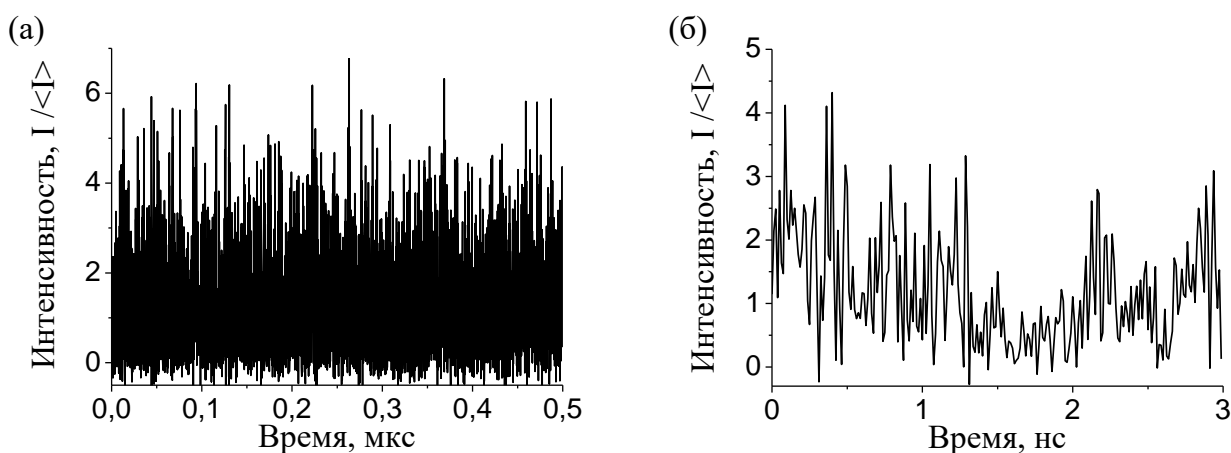


Рисунок 56. Характерная зависимость интенсивности излучения от времени в схеме с ВБР при мощности накачки 3 Вт на (а) большом и (б) малом временном масштабе.

На рис. 56 представлен вид зависимости интенсивности лазерного излучения от времени при мощности накачки 3 Вт. Излучение имеет характерный для волоконных лазеров стохастический характер. Стоит отметить, что подобный характер излучения был предсказан в результате проведения численного моделирования в [51].

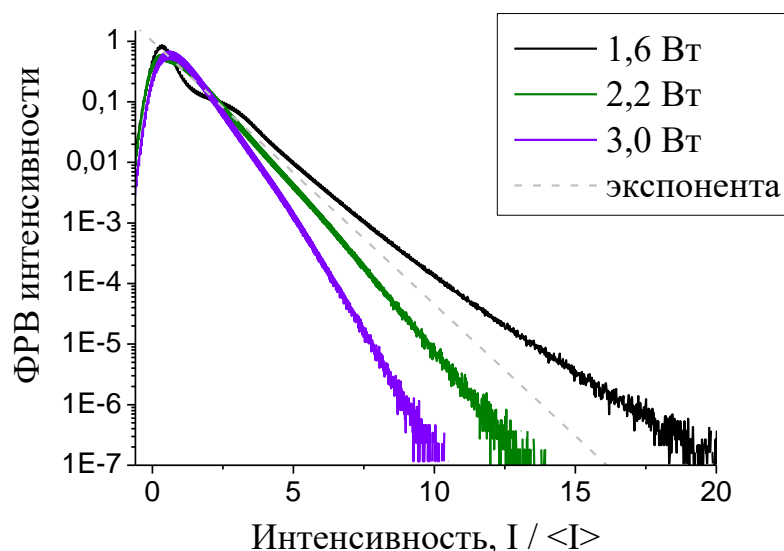


Рисунок 57. ФРВ интенсивности в схеме с ВБР для различных мощностей накачки.

На рис. 57 показаны ФРВ интенсивности для мощностей накачки 1,6 Вт, 2,2 Вт и 3 Вт. Исходные гистограммы построены по массиву в 10^9 точек. ФРВ имеют отрицательные крылья, возникающие из-за ограниченности полосы пропускания осциллографа. Далекие крылья ФРВ удовлетворительно описываются

экспоненциальной функцией, но ее коэффициент затухания – наклон на графике с логарифмической шкалой – отличается от -1 , причем для малых мощностей он больше этой величины, а для больших – меньше.

Из рис. 57 очевидно, что ФРВ сужается с ростом мощности генерации, то есть формально вероятность обнаружения интенсивных волн становится меньше. Однако в данном случае необходимо учитывать эффект ограничения полосы при измерении. Так как ширина спектра растет с увеличением мощности генерации (см. рис. 55б), то отношение полосы пропускания измерительного оборудования к ширине спектра уменьшается, следовательно, мы смещаемся влево по кривой с рис. 23а из главы 1. Наклон ФРВ при этом уменьшается даже при неизменных свойствах излучения. Следовательно, требуется дополнительный анализ, позволяющий установить, является ли причиной сужения ФРВ изменение структуры излучения, или оно вызвано уширением спектра.

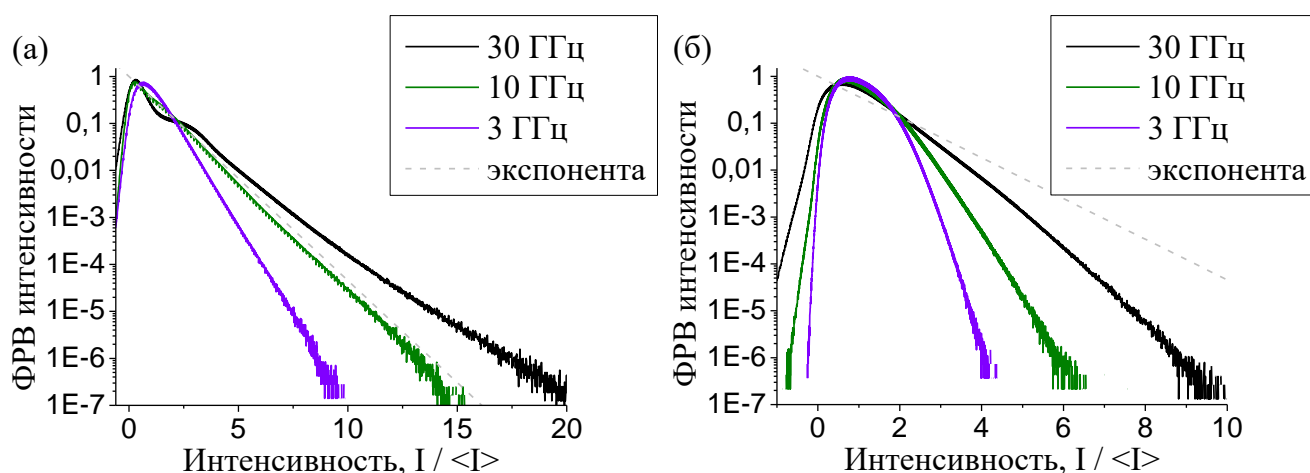


Рисунок 58. ФРВ интенсивности при различных значениях полосы пропускания осциллографа для мощности накачки (а) 1,6 Вт (б) 3 Вт.

Процедура по выяснению вопроса о наличии корреляций была описана в главе 1. Для этого необходимо произвести серию измерений с уменьшением полосы пропускания регистрирующего оборудования. Используемый осциллограф имел функцию уменьшения полосы пропускания вручную. С ее помощью измерения при мощностях 1,6 Вт и 3 Вт были проведены с полосой, меньшей 33 ГГц. Разумеется, при этом менялась форма ФРВ. На рис. 58 представлены экспериментально полученные распределения для значений полосы пропускания осциллографа 30 ГГц, 10 ГГц и 3 ГГц.

Далекие крылья ФРВ при этом еще удовлетворительно описываются экспоненциальной функцией. Это позволяло выполнить количественное сопоставление,

сравнивая их наклоны. При этом наиболее общую картину можно получить при сравнении величины наклона как функции не полосы пропускания, а отношения полосы к ширине спектра.

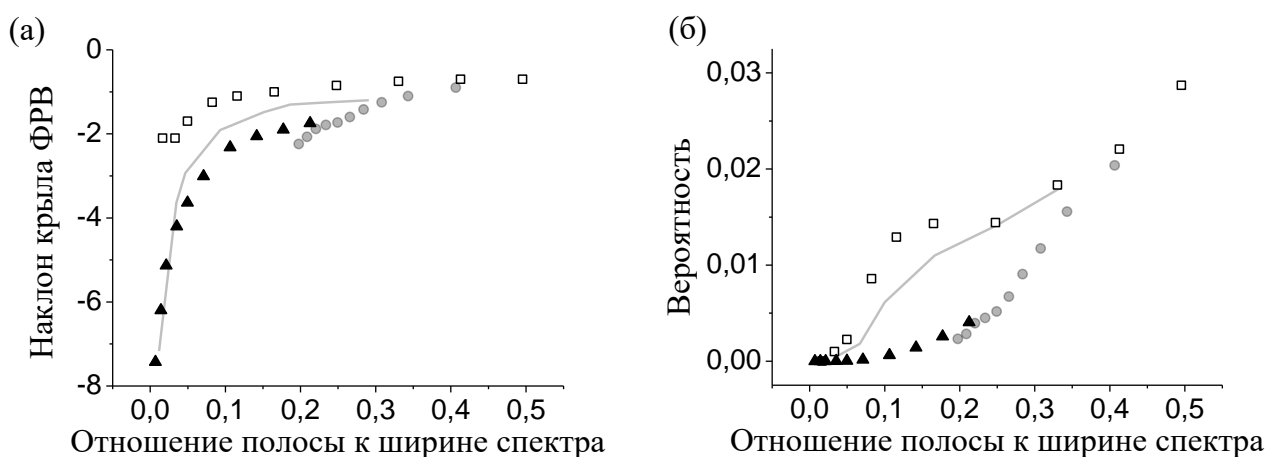


Рисунок 59. (а) Наклон крыла ФРВ и (б) вероятность обнаружения волны интенсивностью больше 4 средних значений как функция отношения полосы пропускания к ширине спектра для стохастического излучения (линия), волоконного лазера со СРОС при увеличении мощности генерации (круги) и уменьшении полосы при фиксированной мощности накачки 1,6 Вт (квадраты) и 3 Вт (треугольники).

На рис. 59а представлены наклоны далекого крыла ФРВ как функция отношения электрической полосы осциллографа к спектральной полосе генерируемого излучения. Сплошной линией показана универсальная модельная кривая для полностью стохастического излучения, описанная в главе 1. Круглыми символами показана экспериментальная зависимость наклона крыла ФРВ от мощности, то есть ширины спектра генерации, при максимальной полосе осциллографа. Квадраты и треугольники показывают поведение наклона крыла ФРВ при уменьшении полосы для фиксированной мощности генерации в 1,6 Вт и 3 Вт соответственно. Видно, что две последние кривые не совпадают с модельной, что свидетельствует о наличии корреляций в излучении в обоих случаях. Интересно, однако, что характер корреляций различается принципиально: кривая для накачки 1,6 Вт лежит выше стохастической, а для 3 Вт – ниже. Соответственно, при относительно небольшом превышении порога вероятность генерации волны высокой интенсивности выше по сравнению со случайным процессом, а высоко над порогом – ниже. Первый случай можно интерпретировать как положительную обратную связь (волны высокой интенсивности имеют тенденцию к

усилению), второй – как отрицательную (тенденция к затуханию). Мощностная кривая пересекает универсальную, что логично, учитывая вышесказанное.

На рис. 59б аналогичные кривые построены для другой величины – вероятности обнаружения волны интенсивностью больше 4 средних значений, вычисляемой как интеграл от ФРВ интенсивности в пределах от 4 до бесконечности. Данная величина нечувствительна к неэкспоненциальности крыльев ФРВ, что делает ее использование удобным в некоторых случаях и дополняет общую картину. Поведение кривых на рис. 59б качественно совпадает с рис. 59а и позволяет сделать аналогичные выводы.

Существенным является также то обстоятельство, что мощностная кривая не накладывается на кривую с уменьшением полосы как при мощности 1,6, так и при 3 Вт (в последнем случае их область пересечения очень мала, примерно это интервал отношения полосы к ширине спектра от 0,25 до 0,2). Их несовпадение свидетельствует об изменении структуры излучения при росте мощности генерации. Действительно, если свойства излучения оставались бы постоянными, то изменения ФРВ были бы обусловлены только уменьшением отношения полосы осциллографа к ширине спектра, что вызывало бы исключение высоких частот из сигнала. В этом случае должно наблюдаться совпадение с кривыми, характеризующими уменьшение полосы, так как причина в последнем случае именно эта – исключение высоких частот, только достигается это уменьшением полосы пропускания вместо уширения спектра.

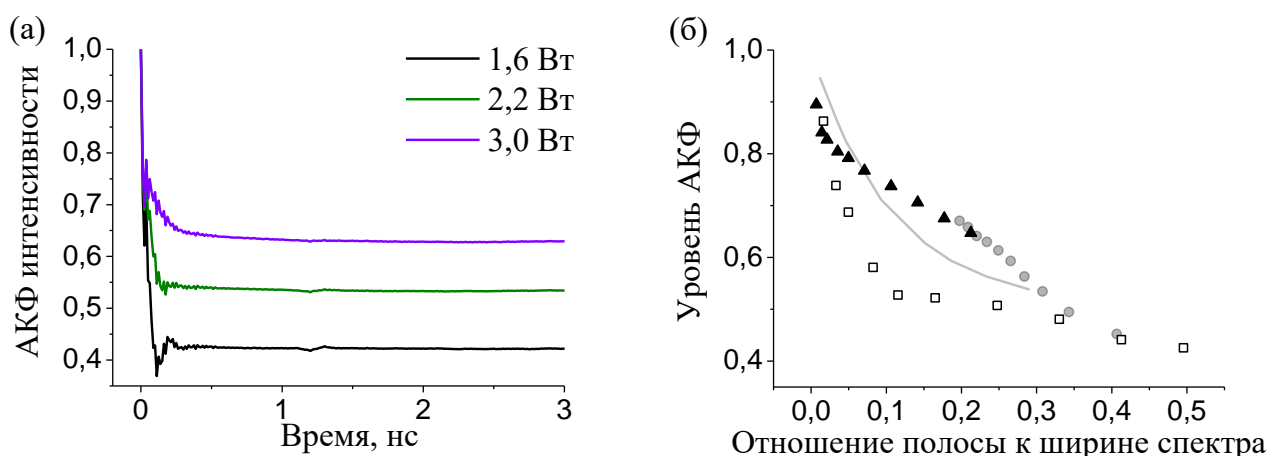


Рисунок 60. (а) АКФ интенсивности для мощностей накачки 1,6 Вт, 2,2 Вт и 3 Вт. (б)

Уровень АКФ как функция отношения полосы пропускания к ширине спектра для стохастического излучения (линия), волоконного лазера со СРОС при увеличении мощности генерации (круги) и уменьшении полосы при фиксированной мощности накачки 1,6 Вт (квадраты) и 3 Вт (треугольники).

Аналогичные выводы можно сделать и из анализа уровня АКФ. На рис. 60а показаны характерные АКФ интенсивности для мощностей накачки 1,6 Вт, 2,2 Вт и 3 Вт. Стоит также заметить, что с ростом мощности меняется характер АКФ. При 1,6 Вт у АКФ имеется осцилляция до значения ниже уровня после основного пика, что можно интерпретировать как возникновение частичных антикорреляций. При мощности 3 Вт осцилляция практически полностью отсутствует.

На рис. 60б, построены графики, аналогичные рис. 59 для уровней АКФ, также характеризующих корреляционные свойства излучения. Видно, что поведение универсальной кривой уровня АКФ не совпадает ни с кривой для уменьшения полосы при обеих мощностях, ни с кривой изменения мощности при полной полосе пропускания. Таким образом, анализ АКФ интенсивности позволяет сделать выводы, полностью аналогичные полученным на основе изучения ФРВ.

§9 Изучение статистических свойств излучения многоволнового волоконного лазера со СРОС

Третьей из изученных была схема с прямой накачкой в конфигурации с фильтром Лио на конце, противоположном направлению распространения волны накачки. Данная схема интересна тем, что наличие спектрального фильтра приводит к модуляции спектра генерации лазера, в результате чего он приобретает вид, характерный для излучения с модовой структурой. Такой спектр даже условно называют "многомодовым". Эта форма в некоторых аспектах более удобна для изучения, поэтому данная схема также привлекала внимание [127, 128].

Эксперимент был идентичен описанным ранее за исключением того, что вместо кольцевого зеркала или ВБР использовался волоконный фильтр Лио (рис. 49 под III номером). Он работал на пропускание, в силу чего фильтр был доукомплектован зеркалом на основе волоконного ответвителя.

Порог генерации составил 1,1 Вт. Полная ширина спектра была очень большой, порядка 13 нм, центральная длина волны – 1562 нм. Характерные спектры генерации показаны на рис. 61. Как уже упоминалось, он состоит из отдельных линий с полной шириной около 0,5 нм. Кроме того, линии группируются в два широких пика, разделенных провалом, который сильно выражен при малых мощностях, но с ростом мощности генерации становится менее явным.

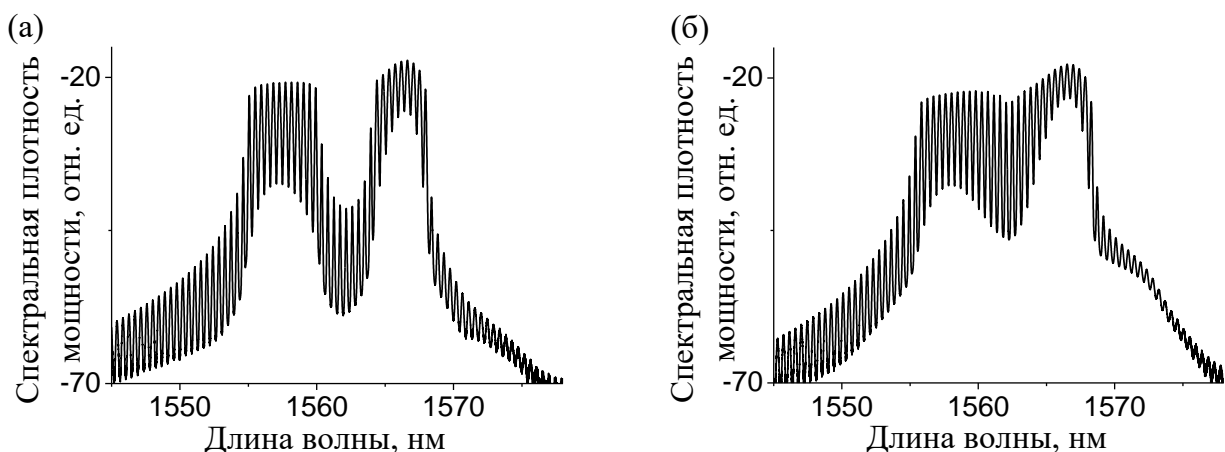


Рисунок 61. Спектры генерации волоконного лазера со СРОС в схеме с фильтром Лио при мощности накачки (а) 3 Вт (б) 3,8 Вт.

Важной особенностью с точки зрения изучения статистических свойств излучения здесь является то, что спектр имеет достаточно плоскую форму. Как правило, у волоконных лазеров спектральная плотность мощности падает экспоненциально от центра к краям, что затрудняет экспериментальное изучение крыльев спектра. При форме спектра же как на рис. 61 эта проблема не стоит так остро и появляется возможность изучить свойства излучения на краю спектра генерации более полно. Кроме того, более качественным является сравнение статистических свойств по частям спектра излучения ввиду более однородного распределения спектральной плотности мощности.

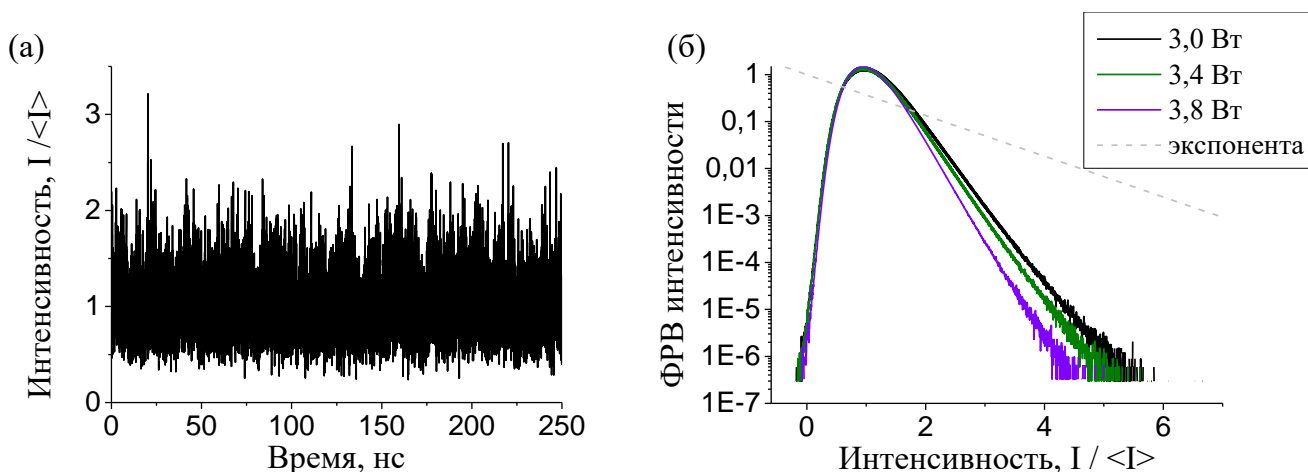


Рисунок 62. (а) Характерная зависимость интенсивности излучения от времени при мощности накачки 3,8 Вт. (б) ФРВ интенсивности для мощностей генерации 3, 3,4 и 3,8 Вт.

На рис. 62а показана характерная зависимость интенсивности излучения от времени. Как и во всех предыдущих случаях, оно является сильно флуктуирующим на малых временных масштабах. Период флуктуаций обусловлен конечной полосой

пропускания осциллографа, так как собственный масштаб должен быть по порядку величины равен обратной ширине спектра, то есть около 0,6 пс.

На рис. 62б показаны ФРВ интенсивности для мощностей накачки 3, 3,4 и 3,8 Вт. Массив для построения исходных гистограмм составлял 10^9 точек. Форма ФРВ неэкспоненциальна, но объясняется это, в первую очередь, очень сильным ограничением спектральной полосы. Можно воспользоваться методикой, описанной в главе 1, но она использует спектр излучения экспоненциальной формы, что может привести к разночтению в результатах, особенно в случае очень сильного ограничения полосы.

Для более точного сопоставления модель излучения была уточнена. Спектр предполагался не экспоненциальным, а имеющим специальную форму, совпадающую с экспериментальной при мощности накачки 3,8 Вт. Кроме того, сигнал моделировался не на временной, а на частотной сетке: амплитуда каждой спектральной компоненты предполагалась равной соответствующей экспериментальной, фаза – случайной. Частотная сетка состояла из 2^{17} точек, шаг между узлами сетки равнялся примерно 6 МГц. Временная зависимость поля получалась, соответственно, преобразованием Фурье. Стоит отметить, что данный подход вполне корректен и используется даже более широко ввиду значительного ускорения вычислений. В частности, именно по такому алгоритму вводились начальные условия в программе, описанной в главе 1 [48].

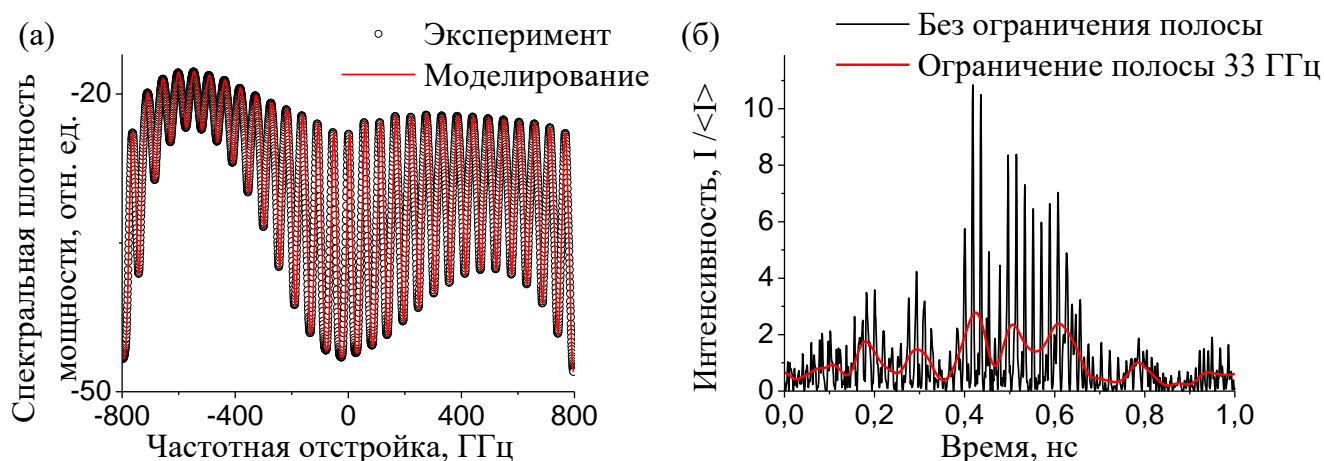


Рисунок 63. (а) Экспериментальный и модельный спектры. (б) Характерная зависимость интенсивности от времени для модельного излучения.

На рис. 63а показан экспериментальный, соответствующий мощности накачки 3,8 Вт, и модельный спектры на частотной сетке в герцах. Частотная отстройка по оси абсцисс произведена от средней частоты генерации, равной 192,055 ТГц.

Количественная эквивалентность спектров задана искусственно. Характерный вид зависимости интенсивности от времени для модельного сигнала показан на рис. 63б. При этом в эксперименте наблюдается спектр, измеренный с полосой пропускания 33 ГГц, соответственно, полученный численный результат нужно усреднить по аналогичной полосе. Действуя по алгоритму, описанному в главе 2, получаем ограниченный по частоте сигнал, пригодный для сравнения с экспериментальным. На рис. 63б он показан красной линией.

Рис. 64а показывает сравнение ФРВ интенсивности моделирования без ограничения полосы, ограниченной полосой 33 ГГц и экспериментальной. Для построения гистограммы было произведено 200 итераций, соответственно, буфер гистограммы состоял из примерно $2,6 \cdot 10^7$ значений.

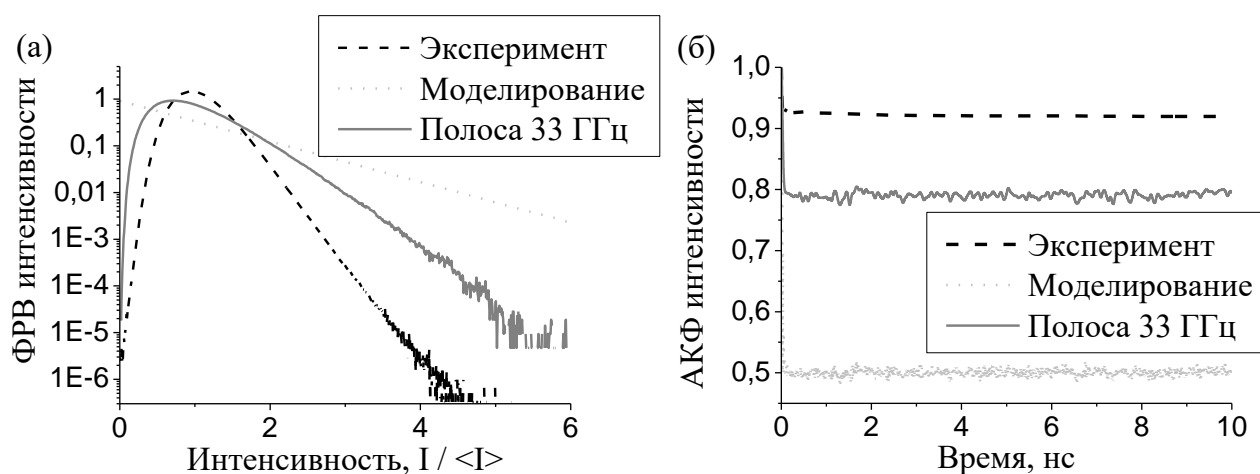


Рисунок 64. (а) ФРВ и (б) АКФ интенсивности для эксперимента при мощности накачки 3,8 Вт, моделирования и усреднения модельного излучения по полосе 33 ГГц.

Разумеется, результат моделирования без ограничения полосы представляет собой чисто стохастический сигнал и имеет экспоненциальную ФРВ. Ограниченная по полосе ФРВ падает быстрее экспоненты, но, как видно из рисунка, затухание для модельного излучения меньше, чем наблюдаемое в эксперименте. Это свидетельствует о том, что в целом излучение лазера не является стохастическим и содержит спектральные корреляции.

Аналогичный вывод позволяет сделать анализ уровня АКФ интенсивности. На рис. 64б показана экспериментальная АКФ для мощности накачки 3,8 Вт, полученная в результате численного расчета, и она же, усредненная по полосе 33 ГГц. Здесь также отличие уровней АКФ в эксперименте и моделировании с учетом усреднения очень существенно и позволяет сделать аналогичный вывод о наличии корреляций.

Особая форма спектра позволяет продолжить анализ статистических свойств генерируемого излучения, изучая спектральные линии, формирующие "многомодовый" спектр, по отдельности. Спектральная ширина фильтра Лио очень удачно близка к полосе осциллографа, и это позволяло с большим удобством изучать отдельные линии. Для их выделения использовался перестраиваемый спектральный фильтр, ширина которого была зафиксирована на величине 0,25 нм или 31 ГГц, а положение подстраивалось под каждую линию в отдельности. Для всех линий, кроме одной, была построена гистограмма из массива в 10^9 точек при мощности накачки 3,8 Вт. Не удалось измерить лишь линию на длине волны 1562,3 нм: она находилась в центре спектрального провала, и ее интенсивность была слишком мала для регистрации фотодетектором. На рис. 65 представлены ФРВ интенсивности всех измеренных линий.

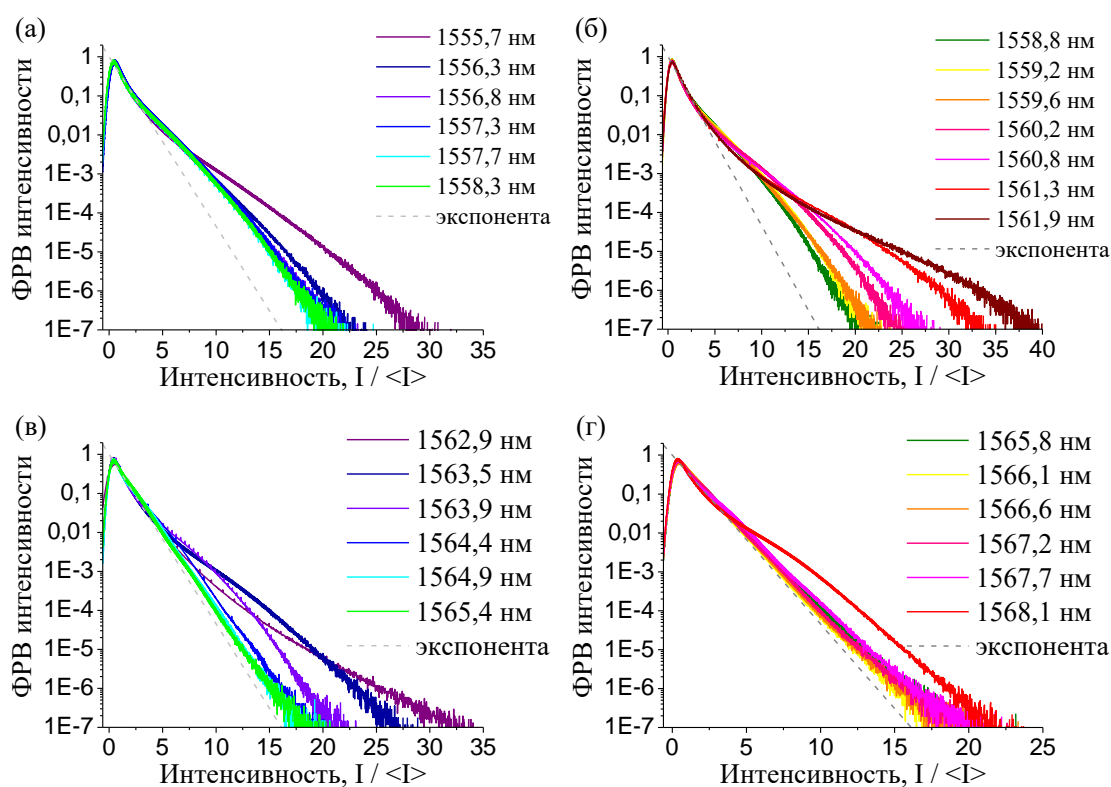


Рисунок 65. ФРВ интенсивности для всех линий в "многомодовом" спектре.

Видно, что характер ФРВ напрямую зависит от положения линии в спектре. ФРВ интенсивности линий, близких к центру правого широкого пика, имеют почти экспоненциальную форму. Это согласуется с описанными ранее свойствами излучения волоконных лазеров с ВБР. Отличие ФРВ от экспоненты для линий на краю спектра явное, но небольшое по сравнению, к примеру, с волоконным лазером со СРОС с кольцевым зеркалом. Можно предположить, что причиной этого отличия является

высокая спектральная плотности мощности на краю спектра генерации в рассматриваемой схеме. Интересно, что у линий, находящихся в провале между широкими пиками, ФРВ имеет даже более далекое крыло по сравнению с краем спектра.

Относительно малое отличие ФРВ многих линий от экспоненты позволяет предложить упрощенную модель структуры лазерного излучения, в которой спектральные компоненты в каждой линии независимы, а нестохастичность излучения обусловлена статистической коррелированностью линий между собой.

Эту модель в простейшей форме можно построить на описанном выше численном расчете. Для этого спектральные компоненты внутри выбранной линии необходимо сделать частично коррелированными с соответствующими спектральными компонентами другой линии. Разумеется, в столь тривиальной модели сделать это можно только феноменологически. Очевидным вариантом создания корреляций двух мод на численной сетке является реализация статистической зависимости их фаз по следующему алгоритму: значение первой φ выбирается случайно из интервала от 0 до 2π , а второй – тоже случайно, но из ограниченного интервала $[\varphi - \delta; \varphi + \delta]$. При $\delta = \pi$ интервал для второй фазы становится равным 2π и корреляции исчезают. При $\delta = 0$ корреляцию можно считать стопроцентной. На рис. бб показан пример плотности вероятности для двух коррелированных фаз при $\varphi = 2\pi/3$ и $\delta = \pi/4$.

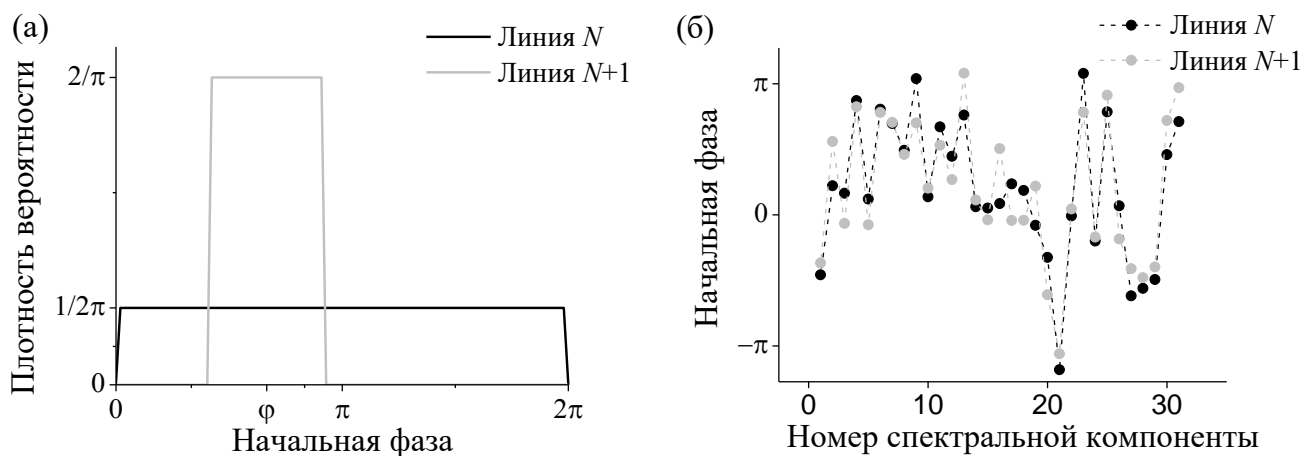


Рисунок бб. (а) Плотности вероятности для пары статистически зависимых фаз при $\delta = \pi/4$.

(б) Одна из реализаций значений фаз соответствующих спектральных компонент для двух соседних линий при $C = 0,75$.

Удобно ввести степень коррелированности $C = 1 - \delta / \pi$, значение которой изменяется от нуля при отсутствии корреляций до единицы при максимальном их уровне. Аналогично можно ввести и феноменологические антикорреляции, выбирая

значение второй фазы противоположной первой, то есть из интервала $[\pi + \varphi - \delta; \pi + \varphi + \delta]$.

Описанная идея была использована для моделирования наличия корреляций между линиями в спектре. Внутри каждой линии все спектральные компоненты – узлы на частотной сетке – являлись статистически независимыми, но между соответствующими спектральными компонентами соседних линий были введены феноменологические корреляции по описанному алгоритму. Соответствие устанавливалось между центральными спектральными компонентами соседних линий и всеми последующими и предыдущими попарно. У линий несколько отличалась ширина, так что не все компоненты могли иметь пару, но при указанном способе сопоставления они оказывались расположены на краю линии, имели малую амплитуду и не могли оказывать значительного влияния на свойства излучения в целом. Рис. 66б показывает значения фаз для соответствующих коррелированных компонент двух соседних линий при $C = 0,75$, т.е. выбор фазы второй линии (серые точки) происходил в интервале $\pm\pi/4$ относительно фазы первой линии (черные точки), что хорошо видно по их близкому расположению.

Важно отметить, что, несмотря на большое число линий, каждая из них состояла из примерно 5000 точек, что достаточно для уверенного воспроизведения гауссовой статистики.

Зависимость интенсивности от времени, полученная в результате моделирования нестохастического излучения, показана на рис. 67 для степеней коррелированности $C = 0,5$ и $C = 0,95$.

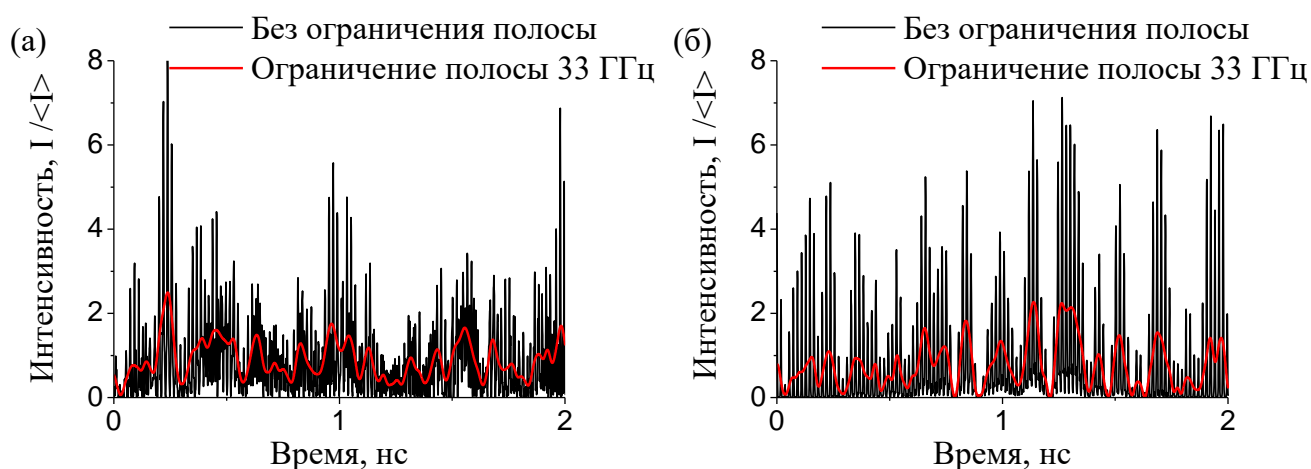


Рисунок 67. Характерный вид временной динамики интенсивности без усреднения и с усреднением по полосе 33 ГГц при степени коррелированности (а) $C = 0,5$ (б) $C = 0,95$.

Очевидно, что в результате введения корреляций излучение приобретает более регулярный характер. На тех же графиках показан результат усреднения излучения по полосе 33 ГГц в соответствии с условиями эксперимента.

На рис. 68 оказаны ФРВ интенсивности для значений C равных 0,5, 0,75 и 0,95 без ограничения полосы и с усреднением по полосе 33 ГГц.

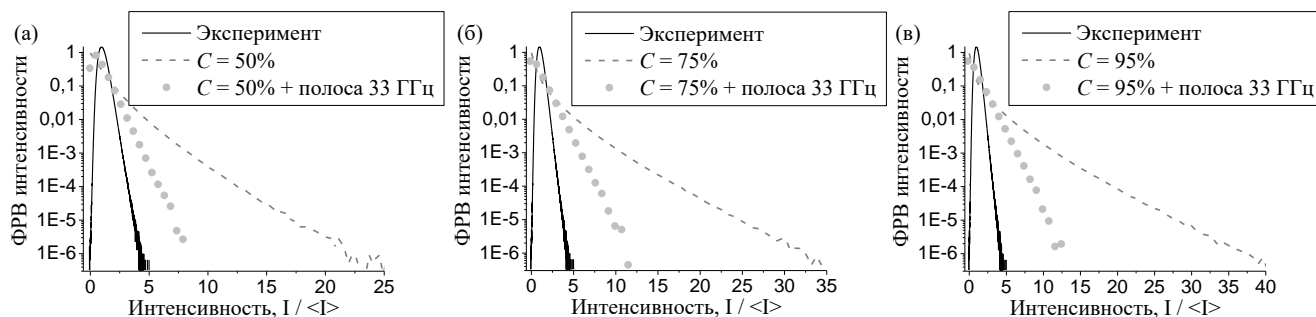


Рисунок 68. ФРВ интенсивности для модельного излучения при наличии корреляций: (а) $C = 0,5$ (б) $C = 0,75$ (в) $C = 0,95$.

Очевидно, что введение корреляций так, как это было сделано в предложенной модели, приводит к эффекту, противоположному наблюдаемому. Если в эксперименте измеренная ФРВ имеет более короткое крыло по сравнению со стохастическим излучением, то введение корреляций, наоборот, делает это крыло более длинным. Усреднение по полосе урезает крыло ФРВ, но оно все равно остается намного более далеким по сравнению с наблюдаемым в эксперименте.

Можно ожидать, что нужного эффекта удастся добиться введением антикорреляций, но анализ показал, что это не так. Временная динамика интенсивности в этом случае имеет характер аналогичный предыдущему случаю, и ФРВ интенсивности также характеризуется более длинным крылом по сравнению с экспонентой (рис. 69).

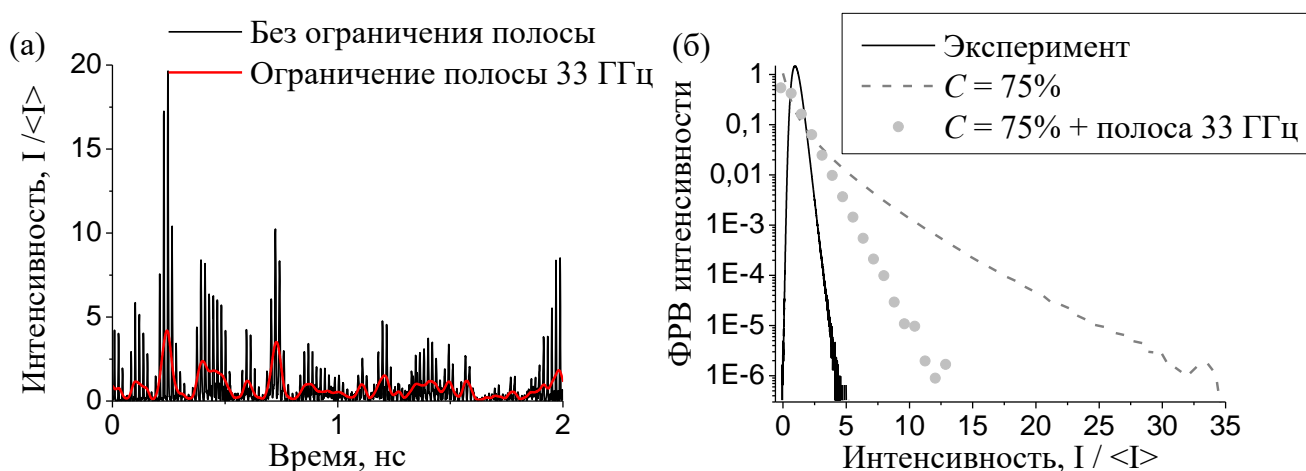


Рисунок 69. (а) Временная динамика и (б) ФРВ интенсивности, полученные при моделировании при наличии антикорреляций со степенью $C = 0,75$.

После усреднения по полосе в 33 ГГц наклон крыла ФРВ, как и в случае с положительными корреляциями, значительно превышает наблюдаемый экспериментально. Таким образом, феноменологические корреляции, вводимые обсуждаемым образом, не позволяют объяснить экспериментальные результаты.

Неудача в попытке объяснения эксперимента, естественно, свидетельствует, в первую очередь, о чрезмерно упрощенной модели корреляций в излучении. Возможно, требуется более общий подход, например, учет корреляций не только между линиями спектра, но и между отдельными спектральными компонентами, учет коллективных корреляций, либо вообще смена механизма реализации корреляций в модели на более комплексный. Тем не менее, можно заключить, что даже столь простая модель весьма наглядно показывает степень влияния корреляционных свойств фаз на характеристики излучения и даже позволяет производить некоторые количественные оценки этого влияния.

В заключение можно обобщить, что временные свойства излучения волоконных лазеров со СРОС в схеме с прямой односторонней накачкой оказались в значительной степени схожими с наблюдавшимися в волоконных ВКР-лазерах с ВБР. Интенсивность генерируемого излучения сильно флуктуирует на малых временных масштабах, так что справедлива характеристика лазерной генерации как квази-непрерывной. Для всех изученных конфигураций лазеров со СРОС, несмотря на различие в формах спектра генерации, излучение являлось частично коррелированным: ФРВ интенсивности высоко над порогом имели нестохастический характер, затухая быстрее соответствующей функции для некоррелированного излучения. В схеме с одной ВБР и относительно узким спектром при не слишком большом превышении порога генерации ФРВ имела крыло более далекое по сравнению со стохастическим излучением, а при существенном превышении порога – более короткое. В конфигурации с кольцевым зеркалом, характеризовавшейся широким спектром, излучение в центре спектра с большой плотностью мощности характеризовалось ФРВ интенсивности, близкой к экспоненте, что указывало на наличие относительно слабых корреляций. Излучение на краю спектра генерации имело неэкспоненциальные крылья ФРВ, что свидетельствовало о наличии существенных корреляций в излучении, причем вероятность появления волн большой интенсивности была существенно большей по сравнению со стохастическим излучением. Здесь опять же прослеживается ясная аналогия с волоконными лазерами с

ВБР, но при этом условно за один проход генерируется весь спектр, а не только его крылья. В конфигурации лазера с фильтром Лио линии, формирующие спектр, имели различные статистические свойства. Локализованные в центральных частях спектра характеризовались ФРВ близкой к экспоненциальной, что свидетельствовало о слабых спектральных корреляциях, остальные же имели существенно неэкспоненциальную форму, в первую очередь – выраженные далекие крылья ФРВ.

Глава IV

Экстремальные события в излучении волоконных лазеров

§10 Экстремальные события в излучении волоконного ВКР-лазера

Оптические редкие события, впервые продемонстрированные в [79], вызывают с того времени повышенный интерес среди исследователей; достаточно сказать, что библиография по этому вопросу за прошедшие 13 лет насчитывает более 100 работ [99].

Стоит сразу отметить, что предмет исследования в данном случае остается в строгом смысле условным понятием, так как отсутствует единое определение экстремального события [78, 81]. Для количественной характеристики существует несколько величин, выбор их которых может осуществляться исследователем произвольно: восьмикратное превышение дисперсии [96], удвоенная амплитуда среднего значения трети наиболее интенсивных реализаций [68] (отношение амплитуды волны к указанному среднему в англоязычной литературе получила название “abnormality index”, сокращенно *AI*). Помимо количественных определений существует подход, рассматривающий статистические свойства процесса в целом. Утверждается, что говорить о наличии экстремальных событий имеет смысл, только если соответствующая ФРВ имеет более далекие крылья по сравнению с распределением стохастического процесса, – обычно это распределения Гаусса, Рэлея или, как в случае интенсивности лазерного излучения, экспоненциальное. Таким образом, в лазерном излучении волны, возникающие за счет сложения большого числа независимых мод, не могут считаться редкими событиями, даже если их интенсивность велика: излучение является стохастическим в этом случае и интенсивность описывается экспоненциальным распределением. С одной стороны, последний подход не позволяет однозначно классифицировать каждую конкретную волну как экстремальное событие, с другой – его можно считать наиболее физически обоснованным.

В предыдущих главах уже были описаны результаты, которые свидетельствуют о наличии редких событий в излучении волоконных лазеров. Так, при численном моделировании процесса генерации волоконного ВКР-лазера было

продемонстрировано, что на краю спектра излучения ФРВ интенсивности не является экспоненциальной и имеет далекое крыло, так что его форма была типичной для статистики редких событий. Подобные особенности являются характерными для процессов, в которых наблюдаются события экстремально большой амплитуды. И действительно, в излучении наблюдались экстремальные волны очень высокой интенсивности – более чем в 100 раз превышающей среднюю мощность генерации в данной спектральной части. На рис. 70 показаны ФРВ интенсивности для края спектра излучения и пример возникновения пика с интенсивностью в 100 раз превышающей ее среднее значение.

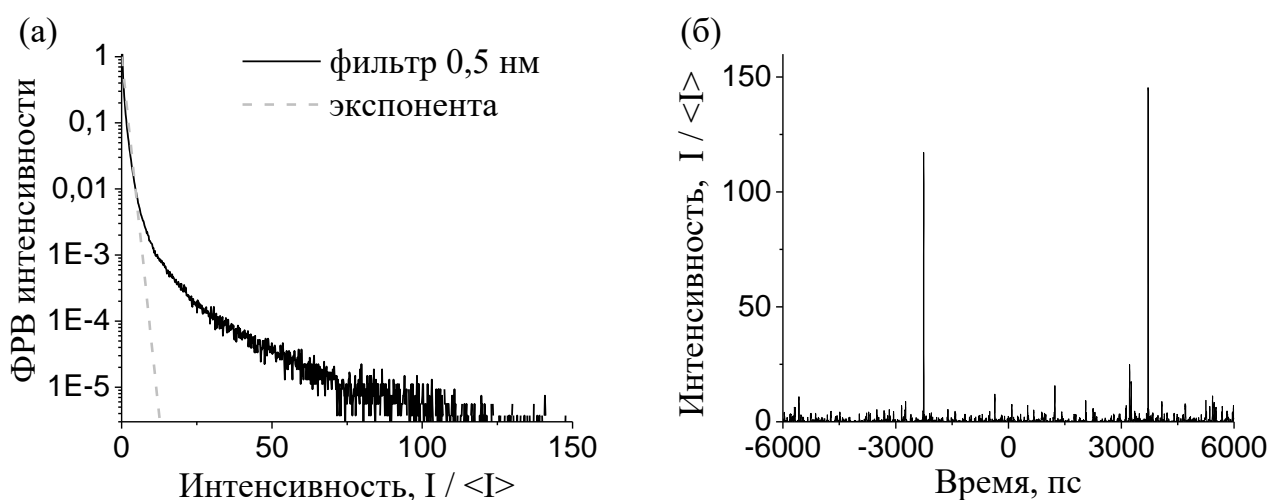


Рисунок 70. (а) ФРВ интенсивности для излучения на краю спектра генерации. (б) Пример экстремального события в динамике излучения для моделирования генерации в волоконном ВКР-лазере.

Можно утверждать, что данные экстремальные волны генерировались в лазере за один проход. Действительно, полуширина ВБР составляла примерно 0,5 нм, в то время как спектральный фильтр располагался на расстоянии 1 нм от центра генерации, и излучение в этой части спектра не попадало в область действия ВБР (подробнее это обсуждалось в главе 1). Данная работа была, насколько известно авторам, первой, в которой обсуждались экстремальные волны, возникающие в излучении волоконного ВКР-лазера.

При экспериментальном изучении статистических свойств излучения волоконного ВКР-лазера, описанном в главе 2, также были зарегистрированы экстремальные волны. На краю спектра генерации ФРВ имела неэкспоненциальную форму с далекими

крыльями. На рис. 71 показаны ФРВ интенсивности излучения, соответствующие статистике редких событий.

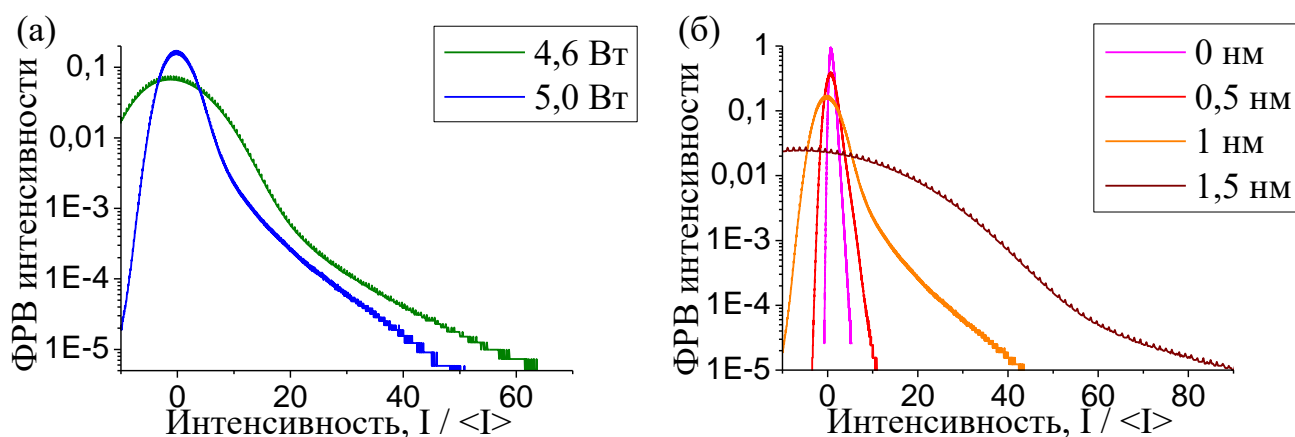


Рисунок 71. ФРВ интенсивности для волоконного ВКР-лазера с плотными ВБР для (а) отстройки от центра спектра 1 нм при различных мощностях накачки и (б) мощности накачки 5 Вт при нескольких отстройках от центра.

Визуально эти волны также удалось зарегистрировать, используя триггерный режим работы осциллографа. На рис. 72 показаны уединенные волны большой интенсивности, измеренные при отстройке спектрального фильтра в 1,5 нм от центра спектра и ширине 0,2 нм и 0,5 нм. Нормировка на среднюю мощность не производилась ввиду большой погрешности в ее определении.

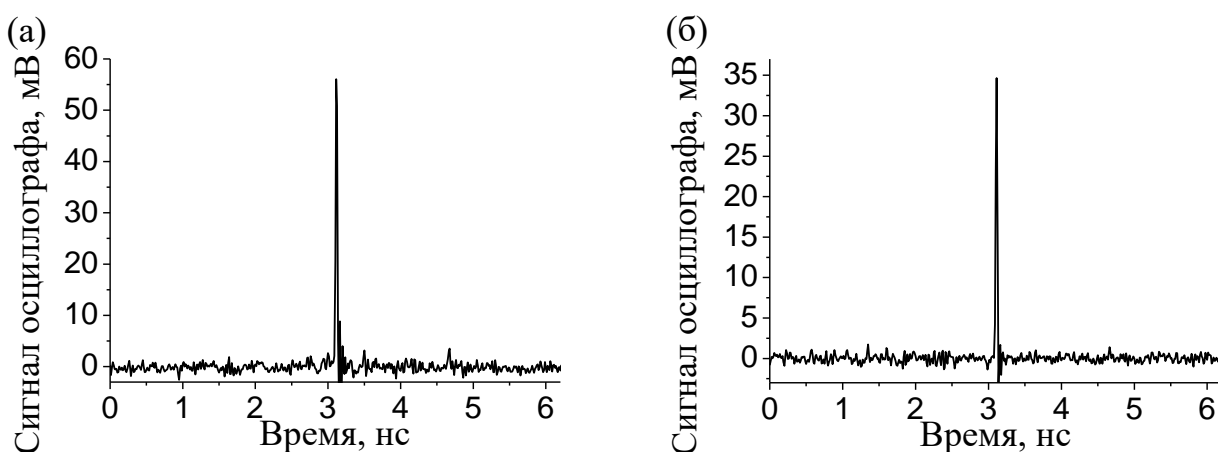


Рисунок 72. Экстремальные события при отстройке 1,5 нм от центра спектра и ширине спектрального фильтра (а) 0,2 нм (б) 0,5 нм.

Таким образом, численно и экспериментально было подтверждено наличие экстремальных событий в излучении волоконного ВКР-лазера на краю спектра генерации. При отстройке в 1 нм от центра их интенсивность достигала 60 средних значений, при 1,5 нм – уже порядка 100, правда, с большой погрешностью в определении.

Стоит также напомнить, что в излучении волоконного иттербиевого лазера экстремальных волн не наблюдалось. Более того, ФРВ имела крыло короче, чем экспоненциальное распределение.

§11 Экстремальные события в излучении волоконного ВКР-лазера со СРОС

Возвращаясь к проблеме в целом, стоит отметить, что, несмотря на многочисленные наблюдения и хорошую изученность вопроса [75, 77, 89], единой концепции формирования редких событий еще не сформулировано. Даже несмотря на успешную демонстрацию искусственного создания таких волн [129], детальный механизм их возникновения и распространения не изучен полностью. Обычно возникновение редких событий ассоциируют с влиянием нелинейности среды [67, 130], в частности, хорошо известна возможность их возникновения при решении НУШ [88, 131]. При этом, однако, известны и примеры возникновения экстремальных событий в линейных системах [76, 132]. Таким образом, в теоретической картине экстремальных волн еще достаточное количество "белых пятен" и она требует дальнейшего изучения, в том числе, – применения новых подходов.

Так, помимо характеристики статистических свойств излучения через ФРВ интенсивности, представляет интерес более детальное описание, заключающееся в анализе временных интервалов между парами экстремальных волн. Этот подход является более общим, так как оперирует не только количеством экстремальных событий, но и их распределением во времени. Само значение временного интервала между парой редких событий может рассматриваться как случайная величина, которую, в свою очередь, можно охарактеризовать соответствующей ФРВ. Частным случаем является пуассоновский процесс, в котором эта ФРВ имеет вид экспоненты; такой процесс характеризуется постоянной во времени вероятностью возникновения экстремального события, а показатель экспоненты равен этой вероятности или, что то же самое, обратному среднему времени ожидания его возникновения. Данный подход, очевидно, требует большого объема исходных данных для полноценного анализа временных интервалов, и поэтому его практическое применение затруднено. Взамен он позволяет получить более детальное представление о процессе. Так, в [72] проведенное исследование возникновения "волн-убийц" в различных частях Мирового океана

показало согласие с пуассоновской статистикой во многих случаях, а в [133] изучение экстремальных волн в многомодовом волокне показало следование обобщенному закону Пуассона.

Предложенная идея была реализована при изучении экстремальных волн в излучении волоконного ВКР-лазера со СРОС в схеме с прямой накачкой, в которой на противоположном выходному конце волокна для отражения излучения использовалось кольцевое зеркало. В главе 3 уже обсуждались статистические свойства излучения лазера в данной схеме, здесь же акцент сделан на возникновении редких событий и изучении их распределения во временной динамике.

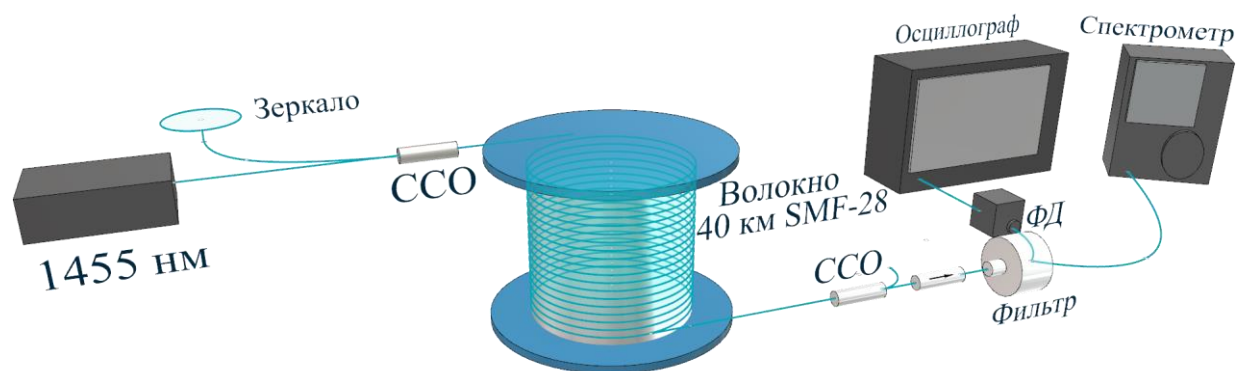


Рисунок 73. Схема экспериментальной установки. 1455 нм – лазер накачки, ФД – фотодетектор, ССО – спектрально-селективный ответвитель, стрелкой показан изолятор.

Схема эксперимента представлена на рис. 73. Резонатор представлял собой 40 км стандартного телекоммуникационного волокна SMF-28. С одного конца в качестве единственной накачки к нему был через ответвитель с разделением по длинам волн приварен непрерывный волоконных лазер, генерирующий излучение мощностью до нескольких Ватт на длине волны 1455 нм. С этого же конца волокна располагалось кольцевое зеркало, возвращающее рассеянное назад излучение обратно в волокно. На выходном конце волокна был приварен изолятор для предотвращения обратного отражения излучения на выходе и еще один ответвитель со спектральным разделением каналов для отделения непоглощенного излучения лазера накачки. Временная динамика излучения регистрировалась с помощью быстрого фотодетектора, передававшего электрический сигнал на осциллограф. Полосы пропускания фотодетектора и осциллографа составляли 50 ГГц и 33 ГГц соответственно. Шаг дискретизации измерений осциллографа составлял 12,5 пс, длина регистрируемых сигналов – 10^9 точек или 12,5 мс. Для регистрации спектра использовался спектрометр с разрешением 0,02

нм. Узкие спектральные интервалы вырезались из полного спектра с помощью перестраиваемого узкополосного фильтра шириной 0,25 нм, что на длине волны генерации примерно соответствовало полосе пропускания осциллографа. При необходимости уменьшения выходной мощности для предотвращения повреждения измерительных приборов использовался аттенюатор с волоконными входом и выходом, расположенный между выходным ответвителем и спектральным фильтром (не показан на рис. 73). Порог генерации лазера составил 1,3 Вт, центральная длина волны – 1567 нм.

Статистические свойства лазерной генерации в данной схеме подробно описаны в главе 3. В частности, там показано, что ФРВ интенсивности при смещении в длинноволновую относительно центра часть спектра приобретает далекое крыло. При отстройке в 1 нм форма ФРВ уже с полным основанием может считаться L-образной, что свидетельствует о наличии экстремальных волн. Наиболее далекое крыло ФРВ наблюдалось при максимальной из изученных мощностей накачки в 3,2 Вт, и дальнейшее исследование экстремальных волн производилось для этой мощности. Также оказалось удобным для сравнения использовать центральную часть спектра, имеющую ФРВ интенсивности близкую к экспоненциальной. Таким образом, далее будут обсуждаться два положения спектрального фильтра – в центре спектра и с отстройкой 1 нм от него в длинноволновую область при мощности накачки 3,2 Вт.

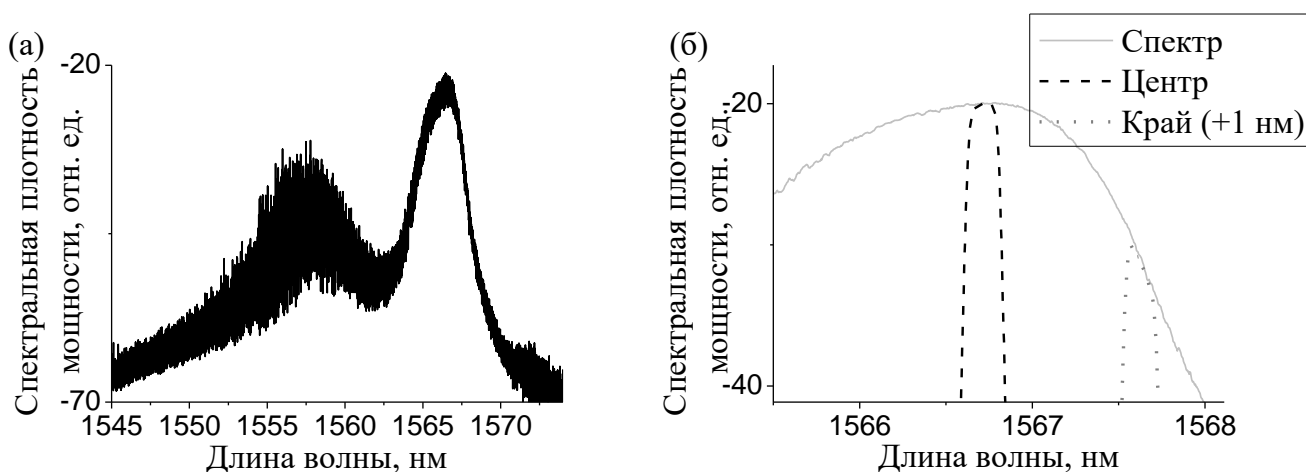


Рисунок 74. (а) Спектр генерации при мощности накачки 3,2 Вт. (б) Положение спектральных фильтров.

Спектр излучения лазера при мощности накачки 3,2 Вт показан на рис. 74а. Рис. 74б показывает положения спектральных фильтров, изучавшихся в контексте свойств экстремальных событий.

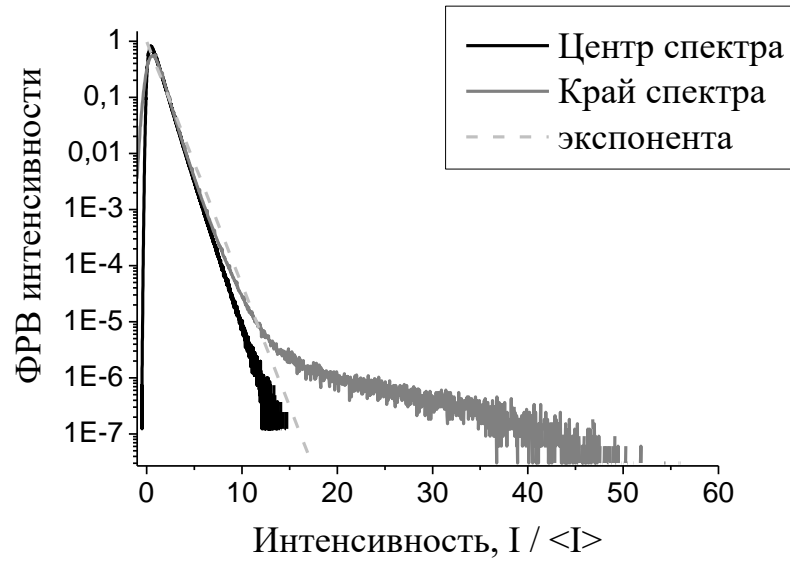


Рисунок 75. ФРВ интенсивности в центре и на краю спектра.

Рис. 75 показывает ФРВ интенсивности в центре и на краю спектра. В центре спектра форма ФРВ является экспоненциальной, а на краю – имеет далекое крыло, прямо свидетельствующее о наличии экстремальных событий. При исследуемой мощности накачки 3,2 Вт в излучении на краю спектра встречаются волны с амплитудой, превышающей среднюю более чем в 50 раз. На рис. 76б представлен фрагмент временной динамики, содержащий одну из таких волн. Рис. 76а иллюстрирует временную динамику интенсивности, измеренную в центре спектра и имеющую обычный стохастический вид. Нужно еще раз отметить, что ширина исследуемой спектральной области была меньше полосы пропускания осциллографа. Таким образом, было показано наличие экстремальных событий в излучении волоконного ВКР-лазера со СРОС, локализованных на краю спектра генерации.

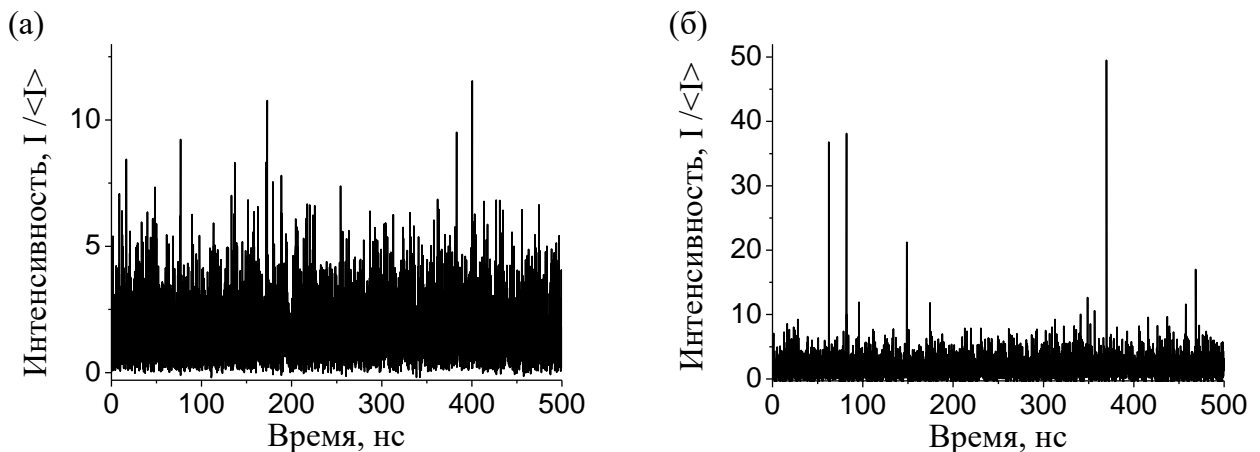


Рисунок 76. Зависимость интенсивности от времени для (а) центра и (б) края спектра.

Здесь, впрочем, следует соблюсти точность определений. Конечно, вряд ли может вызвать сомнения отнесение волн с интенсивностью 50 к редким событиям, но, как уже отмечалось ранее, единого определения данного понятия не существует. Согласно критерию о форме ФРВ интенсивности, для рассматриваемого эксперимента в центре спектра редкие события отсутствуют, так как распределение является примерно экспоненциальным, то есть приблизительно соответствующим стохастическому излучению; на краю спектра, наоборот, «удлинение» ФРВ по сравнению со стохастическим излучением очевидно и очень значительно. Численные же оценки для амплитуды волны, которую можно считать экстремальной дают следующие результаты: для оценки через дисперсию это 5,67 для центра спектра и 6,25 для края, через удвоенную амплитуду трети наиболее интенсивных волн – соответственно 3,57 и 3,69 (все значения в единицах средней интенсивности).

С формальной стороны при изучении временных интервалов между парами экстремальных событий можно было бы ограничиться полученными значениями для величины последних. Но с точки зрения полноты анализа этот подход не является оптимальным, так как за пределами рассмотрения оказывается большая часть экспериментальных данных, в том числе, все волны интенсивностью в десятки средних значений, возникающие на краю спектра генерации. Логичнее ввести переменный уровень интенсивности $I_{кр}$, выше которого возникающие волны будут считаться экстремальными. С одной стороны, мы не имеем однозначного критерия того, каким должно быть это значение, но с другой, проанализировав искомые характеристики как функцию $I_{кр}$, можем получить более детальное описание.

Разумеется, плохой идеей являлась бы попытка изучения интервалов вручную. Для анализа была написана программа, способная выделить во временной динамике локальные максимумы интенсивностью больше заданного $I_{кр}$ и сохранить все временные интервалы между ними. При этом, как уже отмечалось, величина временного интервала становилась функцией от $I_{кр}$. На рис. 77а проиллюстрирована работа программы по распознаванию пиков для $I_{кр} = 20$. Идея алгоритма состояла в перемножении исходных временных динамик с функцией Хевисайда $H(I - I_{кр})$, после чего во временной динамике оставались только пики требуемой амплитуды. Значения τ_n – временные интервалы между максимумами – сохранялись в виде линейного массива данных для каждого из изучавшихся значений $I_{кр}$.

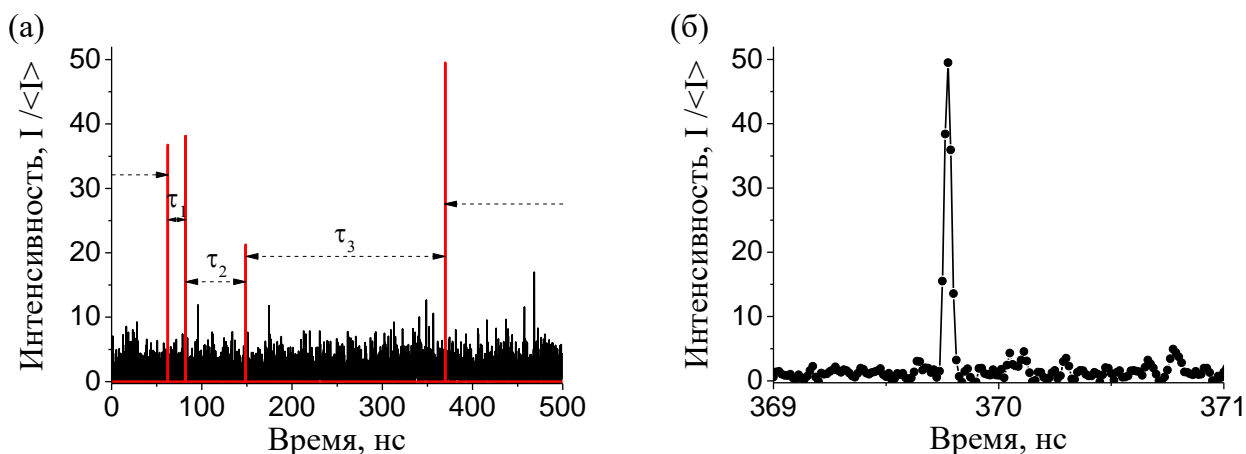


Рисунок 77. (а) Выбор алгоритмом волн с интенсивностью более 20 средних и расчет временных интервалов между ними. (б) Дискретизация одиночного пика.

Стоит отметить, что для алгоритмизации существенным фактором было то, что полоса пропускания осциллографа оказалась примерно равна эффективной ширине спектра исследуемого участка. С одной стороны, это позволяло увидеть временную динамику без искажения, вызванного исключением высоких частот, с другой, – характерная ширина пика совпадала, в согласии с теоремой Котельникова-Шеннона, с удвоенной частотой дискретизации сигнала, таким образом, каждый пик прописывался одной точкой (см. рис. 77б) и уверенно распознавался программой как локальный максимум.

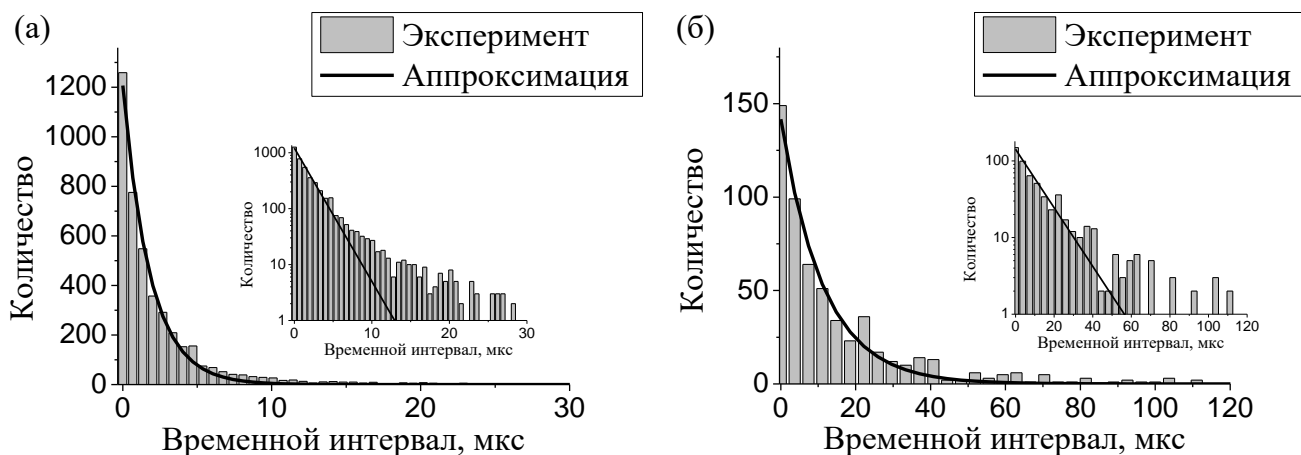


Рисунок 78. Гистограммы временных интервалов, измеренных на краю спектра, для значений (а) $I_{кр} = 20$ и (б) $I_{кр} = 40$.

На основе полученного массива данных, – значений временных интервалов τ между парами экстремальных событий для различных величин $I_{кр}$, – были построены гистограммы. Диапазон наблюдаемых значений разбивался на 100 бинов. Примеры

гистограмм для края спектра приведены на рис 78 для значений $I_{кр}$ равных 20 и 40. На вставках показаны те же гистограммы в логарифмическом масштабе по оси ординат.

Видно, что форма полученных гистограмм – монотонно убывающая; этот факт важен сам по себе, так как опровергает возможное предположение о существовании ненулевого наиболее вероятного временного интервала между парами экстремальных волн. Тем не менее, форма оставляет впечатление неправильной: если начальная часть гистограмм неплохо описывается экспоненциальной зависимостью, то крыло распределения оказывается существенно удлинненным. В некоторых случаях гистограмма выглядела как бы составленной из двух экспоненциальных частей. Одной из причин могло быть непостоянство средней мощности генерации. Проверка этой гипотезы требовала изучения временной динамики излучения на больших временных масштабах, порядка длины всего сигнала (12,5 мс). Графически построить зависимость интенсивности от времени во всем измеренном интервале оказалось невозможно из-за слишком большого количества точек. Для выявления качественных закономерностей был применен следующий подход: в исходной временной динамике N последовательных точек усреднялись в одно значение, и, таким образом, создавался усредненный сигнал. Оказалось, что даже при очень больших N неоднородность зависимости интенсивности от времени можно установить достаточно надежно. На рис. 79 представлена такая усредненная временная динамика для центра и края спектра при значении N равным 10^6 .

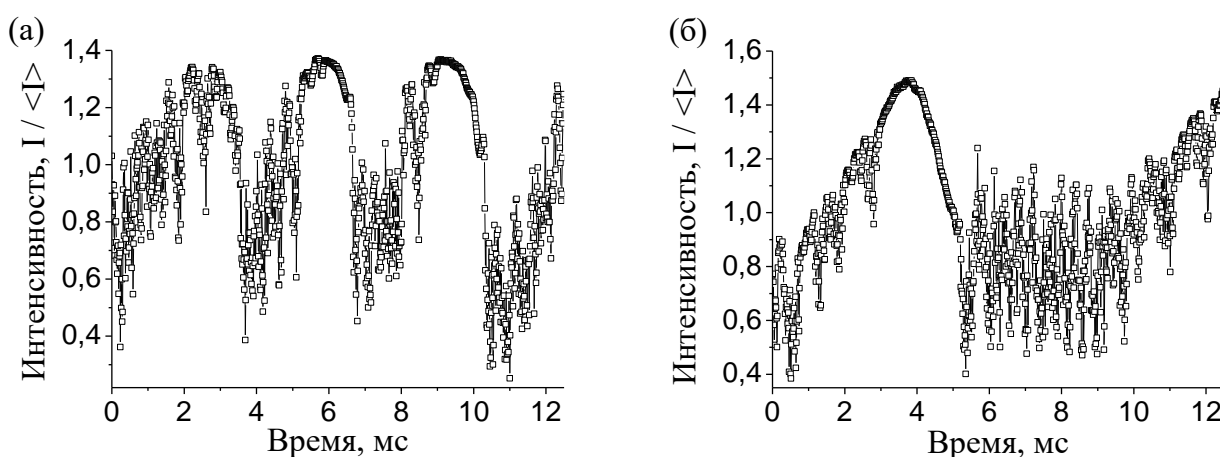


Рисунок 79. Усредненная по 10^6 точкам зависимость интенсивности излучения от времени для излучения (а) в центре и (б) на краю спектра генерации.

Как можно видеть, интенсивность меняется достаточно хаотично на одном шаге временной сетки, равном 12,5 мкс за исключением отдельных областей: в районе

примерно 6 и 9 мс на рис. 79а и 4 мс для рис. 79б, где усредненная интенсивность имеет вид гладкой функции. Этот вывод был проверен как для больших, так и для меньших значений N . Особенно интересно, что данный факт имеет место и для центра спектра, и для его края, несмотря на существенные различия их статистических свойств. Кроме того, существенен уже сам факт, что даже на таких больших временных масштабах флуктуации мощности достигают 40% в центре и 50% на краю спектра.

Важным свойством областей, в которых интенсивность меняется плавно, является медленное и относительно малое изменение среднего значения интенсивности. Это делает данные участки более перспективными для изучения вопроса о распределении временных интервалов. Для дальнейшего изучения были выбраны гладкие интервалы длительностью 1 мс для центра спектра и 1,375 мс для его края. При этом массив обрабатываемых данных сократился до $8 \cdot 10^7$ и $1,1 \cdot 10^8$ точек соответственно, но все еще оставался достаточно большим. Для иллюстрации на рис. 80 приведено общее число экстремальных событий для края спектра, вычисленных по всей временной динамике и по области со стабильной мощностью генерации, как функция $I_{кр}$. Видно, что число экстремальных волн сократилось при урезании временной динамики, причем при больших $I_{кр}$ расхождение больше, чем при малых, – это следствие исключения фактора неоднородности мощности.

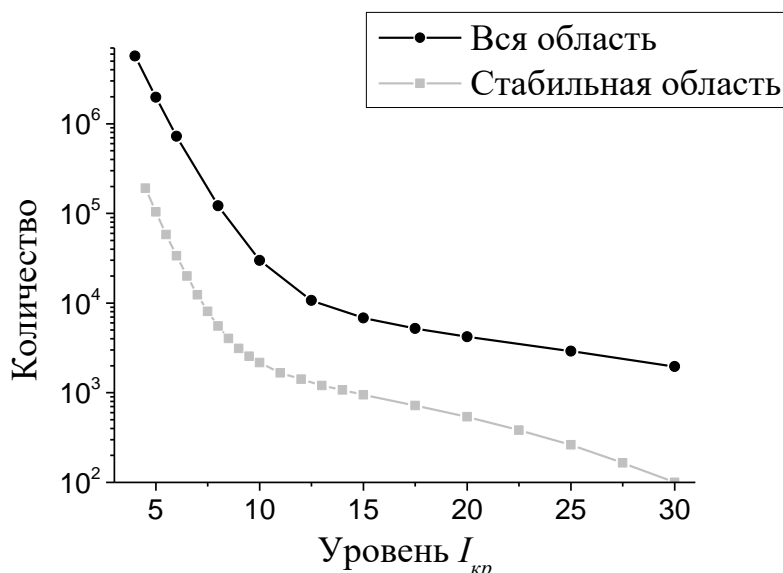


Рисунок 80. Число экстремальных волн как функция $I_{кр}$ на краю спектра генерации для полной временной динамики и области с малыми флуктуациями мощности.

Гистограммы, полученные по выделенным областям, приведены на рис. 81 для центра и на рис. 82 для края спектра при нескольких значениях $I_{кр}$. И во всех случаях

гистограммы очень хорошо описывались экспоненциальным законом. Особенно ясно это заметно на графике в логарифмическом масштабе при использовании маркеров вместо бинов. На рис. 81-82 для всех кривых представлена аппроксимация функцией $Ae^{-t/\tau}$ и указано значение τ . К сожалению, для волн с очень высоким значением интенсивности данных недостаточно для уверенной аппроксимации, но до значений $I_{кр} \sim 30$ совпадение представляется достоверным.

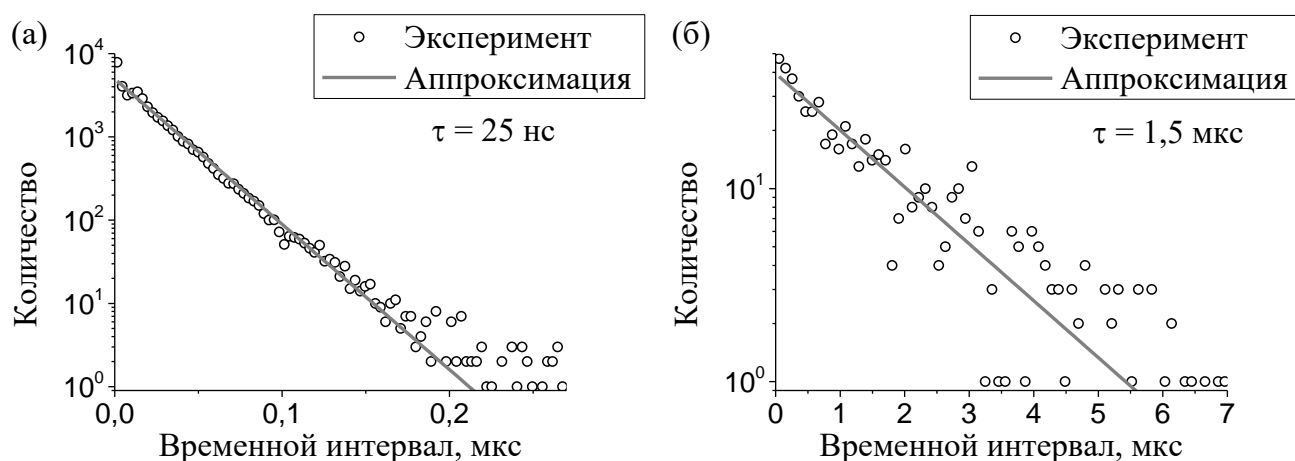


Рисунок 81. Гистограммы временных интервалов для центра спектра при значениях (а) $I_{кр} = 5$ и (б) $I_{кр} = 8$.

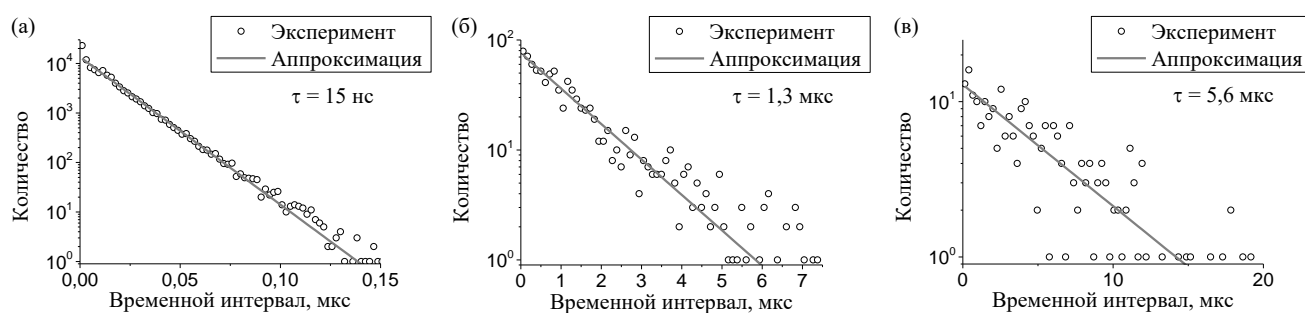


Рисунок 82. Гистограммы временных интервалов для края спектра при значениях (а) $I_{кр} = 5$, (б) $I_{кр} = 15$ и (в) $I_{кр} = 25$.

Экспоненциальный закон для времени ожидания между парой случайных событий, как уже упоминалось, является признаком пуассоновского процесса, причем величина вероятности реализации в единицу времени равна $1/\tau$, а величина τ является характерным временем излучения. Таким образом, обоснованной выглядит гипотеза о следовании генерации экстремальных событий в единицу времени закону Пуассона. При этом характерное время излучения составляет величины от порядка десяти наносекунд до единиц микросекунд в центре спектра генерации и от порядка десяти наносекунд до порядка десяти микросекунд на краю спектра. Волны с интенсивностью

40-50 средних характеризуются временем излучения свыше ста микросекунд, но их слишком малое количество на изучаемых участках уже недостаточно для установления τ с хорошей точностью.

Для дополнительной проверки гипотезы, а также для демонстрации возможности сопоставления данного экспериментального результата с обычным измерением ФРВ интенсивности был предложен следующий алгоритм. По определению, значение вероятности обнаружения волны с интенсивностью $I_{кр}$ дается выражением

$$P(I_{кр}) = \frac{n_{extr}}{N(t)}, \quad (10)$$

где $N(t)$ – общее число измерений за некоторый временной интервал t , а n_{extr} – число измеренных экстремальных волн с интенсивностью выше заданного значения $I_{кр}$. Среднее число таких волн можно вычислить, зная набор вероятностей w_n обнаружения n экстремальных событий за данный временной интервал t :

$$\langle n \rangle = \sum n w_n(t) \quad (11)$$

Если процесс является пуассоновским, то выражения для w_n известны, и сумма может быть вычислена аналитически:

$$w_n(t) = \frac{1}{n!} \left(\frac{t}{\tau} \right)^n \exp\left(-\frac{t}{\tau} \right)$$

$$\langle n \rangle = \frac{t}{\tau} \quad (12)$$

Для достаточно больших временных интервалов t количество зарегистрированных экстремальных волн n_{extr} и математическое среднее $\langle n \rangle$ должны быть близки, и их можно приравнять. Учитывая связь между числом измерений и длительностью всей временной динамики, $t = \Delta T \cdot N(t)$, где ΔT – шаг дискретизации, получаем соотношение

$$\frac{\Delta T}{\tau} = \frac{n_{extr}}{N} \quad (13)$$

Величины n_{extr} , как уже упоминалось, могут быть измерены непосредственно по зависимости интенсивности от времени, а τ – получены из аппроксимации гистограмм экспонентами. Равенство указанных выражений должно стать весомым аргументом в пользу использованного предположения о соответствии распределения экстремальных волн по временной динамике пуассоновскому. Более того, и n_{extr} , и τ , являются

функциями от $I_{кр}$, соответственно, вышеуказанное выражение есть равенство двух функциональных зависимостей, что придает сравнению еще большую значимость.

На рис. 83 представлены обе функции из формулы (13), описанные в предыдущем абзаце. Хорошо видно, что имеется, с небольшими расхождениями, очень хорошее количественное совпадение кривых и в центре, и на краю спектра. Таким образом, гипотеза о соответствии генерации распределения экстремальных волн в излучении волоконного ВКР-лазера со СРОС случайному процессу с пуассоновской статистикой может считаться подтвержденной. Характерное время излучения, равное обратной вероятности генерации в единицу времени, варьируется от 10 нс в центре спектра до 10 и, формально, даже до 100 мкс на краю спектра. Необходимо отметить, тем не менее, что для самых интенсивных экстремальных событий данный подход неприменим, т.к. их чрезвычайно малое количество (единицы на весь временной сигнал) не позволяет ни построить качественную аппроксимацию, ни надежно сравнить характерное время излучения с количеством таких волн.

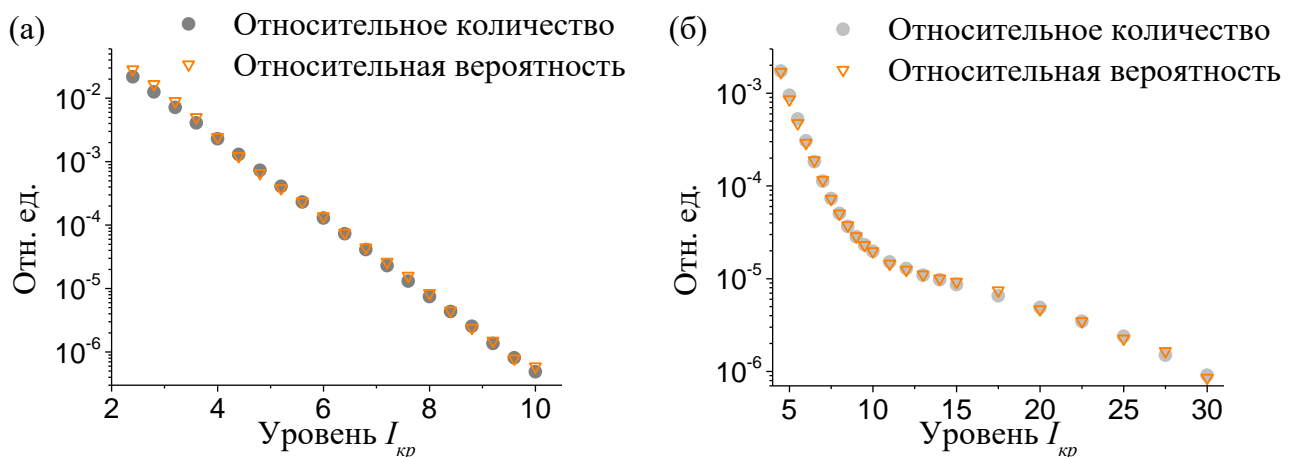


Рисунок 83. Вероятность появления экстремальной волны (серые круги) и безразмерная вероятность излучения в единицу времени (оранжевые треугольники) для (а) центра и (б) края спектра.

Интересно отметить также примечательный факт: функция $\tau(I_{кр})$ в своей центральной части очень хорошо аппроксимируется степенной зависимостью с показателем близким к целому значению 6 (если точнее, он равен 6,049). Степенная зависимость, как правило, не является характерной для статистических величин в многоволновых лазерах, так что данный факт достаточно необычен. Впрочем, причины появления такого закона остаются неясными. На рис. 84а аппроксимация показана

красной линией в линейном, а на вставке – в двойном логарифмическом масштабе, где степенная зависимость представляет собой прямую линию.

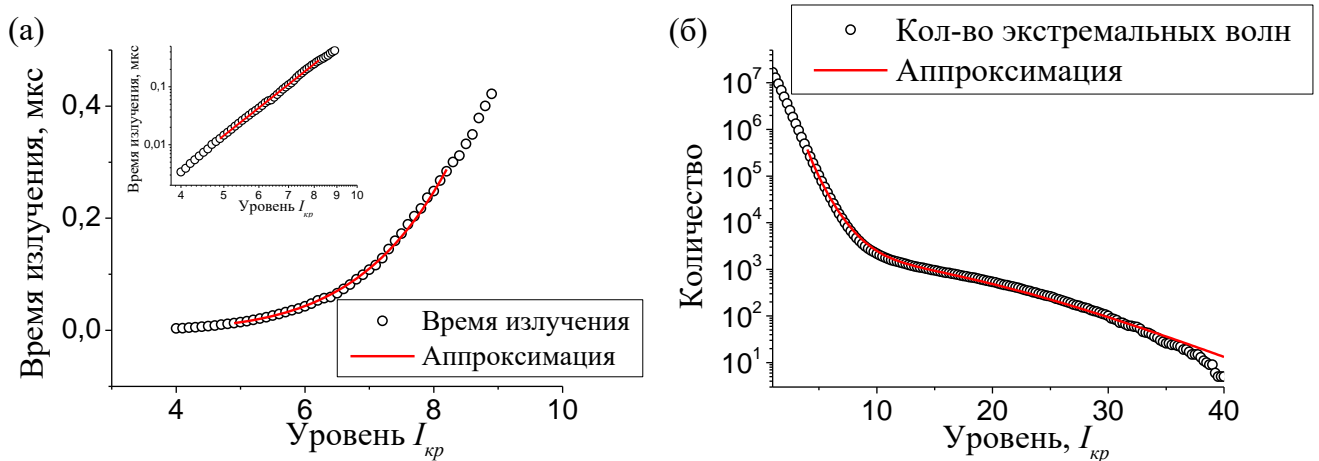


Рисунок 84. Аппроксимация аналитической функцией зависимости (а) $\tau(I_{кр})$ (б) $n_{extr}(I_{кр})$.

Более того, и для полной кривой оказалось возможным подобрать аналитическую функцию, хорошо описывающую особенности ее поведения. Характерное время излучения, как показано выше, обратно пропорционально количеству экстремальных событий n_{extr} . Последняя величина как функция $I_{кр}$ может быть аппроксимирована функциональной зависимостью

$$f(I) = \left(\frac{I}{I_1}\right)^{-6} + \left(\frac{I_2}{I}\right)^3 \exp\left(-\frac{\sqrt{2}}{5} I\right) \quad (14)$$

где I_1 и I_2 подбирались в ходе аппроксимации. Сравнение приведено на рис. 84б. Обращают на себя внимание целочисленные значения степеней и красивый показатель экспоненты, получающиеся при аппроксимации с хорошей точностью.

Резюмируя, редкие события были обнаружены в излучении волоконного ВКР-лазера в численном моделировании и экспериментально, и в излучении волоконного ВКР-лазера со СРОС экспериментально. Экстремальные волны локализованы на краю спектра генерации для обоих типов лазеров. В волоконном ВКР-лазере при отстройке 0,5 нм от центра спектра экспериментально наблюдались интенсивные волны с амплитудой выше 20 средних значений, при 1 нм – выше 50. При отстройке в 1,5 нм интенсивность уединенных волн становится еще большей, хотя точно определить их амплитуду в единицах средней мощности затруднительно ввиду малости последней и, соответственно, большой погрешности в ее определении. В волоконном лазере со СРОС при отстройке 1 нм от центра спектра наблюдались экстремальные волны

интенсивностью около 50 средних значений. Для последнего случая проанализированы временные интервалы между волнами высокой интенсивности, возникающими на краю спектра генерации, а также с целью сопоставления – в центре спектра, где амплитуда волн достигала 15 средних значений. Установлено, что ФРВ временных интервалов в областях стабильной генерации имеет экспоненциальную форму, что характерно для пуассоновского процесса, причем это утверждение верно и в центре, и на краю спектра, несмотря на различие статистических свойств излучения в целом в этих положениях. В предположении справедливости гипотезы о следовании возникновения экстремальных волн пуассоновскому закону была аналитически найдена связь между вероятностью излучения такой волны и их количеством, которая полностью согласовывалась с экспериментальными результатами. Таким образом, было подтверждено, что возникновение редких событий в излучении волоконного лазера со СРОС является пуассоновским процессом. Характерное время излучения варьируется от десятков наносекунд для волн с относительно малой – несколько средних значений – амплитудой, до десяти и более микросекунд для экстремальных волн интенсивностью в десятки средних значений, локализованных на краю спектра генерации лазера.

Заключение

В работе были получены следующие результаты:

1. Изучено влияние приборных эффектов и разработаны методики изучения статистических свойств излучения при измерениях в условиях ограниченной полосы пропускания измерительного оборудования, меньшей по сравнению с шириной оптического спектра изучаемого сигнала. Предложен метод спектральной фильтрации – изучения статистических свойств излучения по частям спектра, при котором исследуются отдельно взятые узкие спектральные области. Разработана методика, позволяющая выяснить вопрос о наличии корреляций в излучении при превышении оптической шириной спектра полосы пропускания, заключающаяся в установлении характера изменения ФРВ и АКФ модельного стохастического излучения при измерениях с ограниченной полосой и последующем сравнении экспериментальных данных с полученной универсальной зависимостью.
2. Экспериментально изучены статистические свойства излучения квази-непрерывного волоконного иттербиевого лазера с коротким резонатором длиной 4 м и узким спектром шириной около 2 ГГц. Показано, что ФРВ интенсивности имеет неэкспоненциальную форму, затухая быстрее экспоненциального закона, что говорит о наличии межмодовых корреляций в излучении лазера и подавлении волн большой интенсивности по сравнению со стохастическим излучением. Вид АКФ интенсивности свидетельствует о наличии антикорреляций в излучении. В излучении присутствуют устойчивые оптические структуры, затухающие на расстояниях 100-200 м, что соответствует величине нелинейной длины волокна.
3. Экспериментально и с применением численного моделирования изучены статистические свойства излучения квази-непрерывного волоконного ВКР-лазера с широким спектром шириной около 1 нм. Показано, что ФРВ интенсивности затухает быстрее соответствующей ФРВ для стохастического излучения при том же соотношении полосы к ширине спектра, что говорит о наличии межмодовых корреляций в излучении. Показано, что статистические свойства излучения различны для центра и края спектра. В центре спектра отличие ФРВ интенсивности от экспоненциального закона мало (эксперимент) или отсутствует (численный расчет), что является признаком стохастического излучения. На краю спектра

генерации ФРВ затухает медленнее экспоненциального закона, таким образом, излучение содержит спектральные корреляции. С удалением от центра спектра скорость затухания ФРВ уменьшается.

4. Экспериментально изучены статистические свойства излучения квазинепрерывного волоконного лазера со СРОС в схеме с прямой односторонней накачкой в трех конфигурациях. Для конфигураций с плотной узкой ВБР или со спектральным фильтром Лио установлено, что характер ФРВ интенсивности отличен от ФРВ для стохастического модельного излучения при аналогичном соотношении полосы и ширины спектра, что свидетельствует о наличии корреляций в излучении. Для конфигурации с ВБР показано, что при малых мощностях накачки ФРВ затухает медленнее ФРВ стохастического излучения, а при больших - быстрее. Для конфигурации с фильтром Лио показано, что статистические свойства излучения различаются для отдельных линий, формирующих многоволновой спектр.
5. Установлено наличие редких событий на краю спектра генерации волоконных ВКР-лазера и лазера со СРОС в схеме с прямой односторонней накачкой в конфигурации с кольцевым зеркалом. При отстройке 1 нм от центра спектра в излучении наблюдаются оптические экстремальные события. Интенсивность волн достигала 150 средних значений при численном моделировании и 60 – в эксперименте. Для лазера со СРОС исследован закон распределения временных интервалов между интенсивными волнами и показано, что и в центре, и на краю спектра при стабильной генерации он является экспоненциальным. Установлено, что процесс возникновения оптических экстремальных событий является пуассоновским с характерными временами возникновения до 10 мкс.

Литература

1. Рэлей (Стретт Дж.В.). Теория звука. Т. 1. Пер. с англ. Успенского П.Н. и Каменецкого С.А. под ред. Рытова С.М. и Теодорчика К.Ф. // Гостехиздат, Ленинград, 1940, 499 с.
2. Борн М. и Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. Бреуса С.Н., Головашкина А.И., Шубина А.А. под ред. Мотулевич Г.П. // "Наука", Москва, 1973, 719 с.
3. Котельников В.А. Теория потенциальной помехоустойчивости // Госэнергоиздат, Москва, 1956, 151 с.
4. Вайнштейн Л.А. и Зубаков В.А. Выделение сигналов на фоне случайных помех // "Советское радио", Москва, 1960, 447 с.
5. Берштейн И.Л. Флуктуации в автоколебательной системе и определение естественной размытости частоты лампового генератора // ЖТФ. – Т. 11, № 4. – с. 305-316.
6. Арекки Ф., Скалли М., Хакен Г. и др. Квантовые флуктуации излучения лазера. Пер с англ. Сурдутовича Г.И. под ред. Казанцева А.П. // "Мир", Москва, 1974, 236 с.
7. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е. и Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику // "Наука", Москва, 1981, 640 с.
8. Килин С.Я. Квантовая оптика. Поля и их детектирование // "Едиториал УРСС", Москва, 2003, 176 с.
9. Fleck J.A. Quantum theory of laser radiation. II. Statistical aspects of laser light // Phys. Rev. – 1966. – Vol. 149, no. 1. – pp. 322-329.
10. Scully M.O. and Lamb W.E. Quantum theory of an optical maser. I. General theory // Phys. Rev. – 1967. – Vol. 159, no. 2. – pp. 208-226.
11. Лоудон Р. Квантовая теория света. Пер с англ. Колоколова А.А. под ред. Скроцкого Г.В. // "Мир", Москва, 1976, 488 с.
12. Jakeman E., Oliver C.J., Pike E.R. et. al. The intensity fluctuation distribution of laser light // J. Phys. – 1970. – Vol 3, no. 6. – pp. L52-L55.
13. Raymer M.G. and Wamsley I.A. The quantum coherence properties of stimulated Raman scattering // Progress in Optics XXVIII. – 1990. – Vol. 28. – pp. 183-270.
14. Гнеденко Б.В. Курс теории вероятностей. "Наука", Москва, 1988, 448 с.

15. Фолин К.Г и Гайнер А.В. Динамика свободной генерации твердотельных лазеров // "Наука", Новосибирск, 1979, 264 с.
16. Schawlow A.L. Fine-line spectra of Chromium ions in crystals // J. of Applied Physics. – 1962. – Vol. 33, no. 1. – pp. 395-398.
17. Дианов Е.М., Карасик А.Я., Кутьенков А.А. и др. Коэффициенты Эйнштейна, сечения генерационного перехода и абсолютный квантовый выход люминесценции с метастабильного состояния $Nd^{3+4}F_{3/2}$ в лазерных стеклах и кристаллах граната // Квантовая электроника. – 1976. Т. 3, №1. – с. 168-173.
18. Грибковский В.П. Полупроводниковые лазеры // "Университетское", Минск, 1988, 304 с.
19. Кейси Х. и Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т. 1. Пер. с англ. Дракина А.Е. под ред. Елисеева П.Г. // "Мир", Москва, 1981, 299 с.
20. Крылов К.И., Прокопенко В.Т. и Тарлыков В.А. Основы лазерной техники // "Машиностроение", Ленинград, 1990, 317 с.
21. Liu P.-L., Fencil L.E., Ko J.-S. et. al. Amplitude fluctuations and field statistics in InGaAsP injection lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1983. – Vol. QE-19, no. 9. – pp. 1348-1351.
22. Westling L.A., Raymer M.G., Sceats M.G. et. al. Observation of intensity fluctuations and mode correlations in a broadband CW dye laser // Opt. Comm. – 1983. – Vol. 47, no. 3. – pp. 212-217.
23. Sukow D.W., Heil T., Fischer I. et. al. Picosecond intensity statistics of semiconductor lasers operating in the low-frequency fluctuation regime // Phys. Rev. A. – 1999. – Vol. 60, no. 1. – pp. 667-673.
24. Grabtchikov A.S., Vodtchits A.I., and Orlovich V.A. // Pulse-energy statistics in the linear regime of stimulated Raman scattering with a broad-band pump – Phys. Rev. A. – 1997. – Vol. 56, no. 2. – pp. 1666-1669.
25. Uppu R., Tiwari A.K., and Mujumdar S. Identification of statistical regimes and crossovers in coherent random laser emission // Opt. Lett. – 2012. – Vol.37, no. 4. – pp. 662-664.
26. Li N., Kim B., Locquet A. et al. Statistics of the optical intensity of a chaotic external-cavity DFB laser // Opt. Lett. – 2014. – Vol. 37, no. 20. – pp. 5949-5952.

27. Gomes A.S.L., Raposo E.P., Moura A.L. et. al. Observation of Lévy distribution and replica symmetry breaking in random lasers from a single set of measurements // *Sci. Rep.* – 2016. – Vol. 6, no. 1. – p. 27987. – 8 p.
28. Rimoldi C., Gustave F., Columbo L. et. al. Abnormal chiral events in a semiconductor laser with coherent injection // *Opt. Express.* – 2017. – Vol. 25, no. 18. – pp. 22017-22031.
29. Курков А.С. и Дианов Е.М. Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // *Квантовая электроника.* – 2004. – Т. 34, № 10. – с. 881-900.
30. Turitsyn S.K., Ania-Castanion J.D., Babin S.A. et. al. 270-km ultralong Raman fiber laser // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – Vol. 103, no. 13. – pp. 133901. – 4 p.
31. Agrawal G.P. *Nonlinear fiber optics* // Academic Press, San Diego, 2001, 467 p.
32. Чуркин Д.В. Исследование механизмов уширения спектра генерации волоконных ВКР-лазеров // *Дис. ... канд. физ.-мат. наук.* – 01.04.05, 01.04.21. – Новосибирск, 2006. – 134 с.
33. 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.
34. Kablukov S.I., Zlobina E.A., Podivilov E.V. et. al. Output spectrum of Yb-doped fiber lasers // *Opt. Lett.* – 2012. – Vol. 37, no. 13. – pp. 2508-2510.
35. Rahn L.A., Farrow R.L. and Lucht R.P. Effects of laser field statistics on coherent anti-Stokes Raman spectroscopy intensities // *Opt. Lett.* – 1984. – Vol. 9, no. 6 – pp. 223-225.
36. Betlei A., Schmitt P., Sidereas P. et. al. Increased Stokes pulse energy variation from amplified classical noise in a fiber Raman generator // *Opt. Express.* – 2005. – Vol. 13, no. 8. – pp. 2948-2960.
37. Vanholsbeeck F., Martin-Lopez S., Gonzalez-Herraez M. et. al. The role of pump incoherence in continuous-wave supercontinuum generation // *Opt. Express.* – 2005. – Vol. 13, no. 17. – pp. 6615-6625.
38. Каблуков С.И. Нелинейное преобразование спектра генерации перестраиваемых волоконных лазеров // *Дис. ... д-р физ.-мат. наук.* – 01.04.05. – Новосибирск, 2014. – 263 с.
39. Churkin D.V., Kolokolov I.V., Podivilov E.V. et. al. Wave kinetics of random fibre lasers // *Nat. Comm.* – 2015. – Vol. 6. – p. 6214 – 6 p.

40. Schroeder J. and Coen S. Observation of high-contrast, fast intensity noise of a continuous wave Raman fiber laser // *Optics Express*. – 2009. – Vol. 17, no. 19. – pp. 16444-16449.
41. Thompson J.R. and Roy R. Statistical fluctuations in multiple four-wave mixing in a single-mode optical fiber // *Phys. Rev. A*. – 1991. – Vol. 14, no. 11. – pp. 7605-7614.
42. Fotiadi A.A. and Kiyani R.V. Cooperative stimulated Brillouin and Rayleigh backscattering process in optical fiber // *Opt. Lett.* – 1998. – Vol. 23, no. 23. – pp. 1805-1807.
43. Hammani K., Finot C., Dudley J.M. et. al. Optical rogue-wave-like extreme value fluctuations in fiber Raman amplifiers // *Opt. Express*. – 2008. – Vol. 16, no. 21. – pp. 16467-16474.
44. 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.
45. Turitsyna E.G., Turitsyn S.K, and Mezentsev V.K. Numerical investigation of the impact of reflectors on spectral performance of Raman fibre laser // *Opt. Express*. – 2010. – Vol. 18, no. 5. – pp. 4469-4477.
46. Dalloz N., Randoux S., Suret P. Influence of dispersion of fiber Bragg grating mirrors on formation of optical power spectrum in Raman fiber lasers // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 25, no. 15. – pp. 2505-2507.
47. Roy V., Piche M., Babin F. et. al. Nonlinear wave mixing in a multilongitudinal-mode erbium-doped fiber laser // *Opt. Express*. – 2005. – Vol. 13, no. 18. – pp. 6791-6797.
48. Churkin D.V., Smirnov S.V., and Podivilov E.V. Statistical properties of partially coherent cw fiber lasers // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35, no. 19. – pp. 3288-3290.
49. 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.
50. 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.
51. Smirnov S.V., and Churkin D.V. Modeling of spectral and statistical properties of a random distributed feedback fiber laser // *Opt. Express*. – 2013. – Vol. 21, no. 18. – pp. 21236-21241.

52. Randoux S., and Suret P. Experimental evidence of extreme value statistics in Raman fiber lasers // *Opt. Lett.* – 2012. – Vol. 37, no. 4. – pp. 500-502.
53. Walczak P., Randoux S., and Suret P. Statistics of a turbulent Raman fiber laser // *Opt. Lett.* – 2015. – Vol. 40, no. 13. – pp. 3101-3104.
54. Randoux S., Walczak P., Onorato M. et. al. Intermittency in integrable turbulence // *Phys. Rev. Lett.* – 2014. – Vol. 113, no. 11. – p. 113902. – 5 p.
55. Conforti M., Mussot A., Fatome J. et. al. Turbulent dynamics of an incoherently pumped passive optical fiber cavity: quasisolitons, dispersive waves, and extreme events // *Phys. Rev. A.* – 2015. – Vol. 91., no. 2 – p. 023823. – 11 p.
56. Gonzalez I.R.R., Lima B.C., Pincheira P.I.R. et. al. Turbulence hierarchy in a random fibre laser // *Nat. Comm.* – 2017. – Vol. 8. p .15731 – 8 p.
57. Lima B.C., Pincheira P.I.R., Raposo E.P. et. al. Extreme-value statistics of intensities in a cw-pumped random fiber laser // *Phys. Rev. A.* – 2017. – Vol. 96, no. 1. – p. 013834. – 9 p.
58. Lima B.C., Gomes A.S.L., Pincheira P.I.R. et. al. Observation of Lévy statistics in one-dimensional erbium-based random fiber laser // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2017. – Vol. 34, no. 2 – p. 293-299.
59. Li J., Wu H., Wang Z. et. al. Levy spectral intensity statistics in a Raman random fiber laser // *Opt. Lett.* – 2019. – Vol. 44, no. 11. – pp. 2799-2802.
60. Lima B.C., Tovar P., and von der Weid J.P. Generalized extreme-value distribution of maximum intensities and Lévy-like behavior in an SOA-based random feedback laser emission // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2020. – Vol. 37, no. 4. – pp. 987-992.
61. Turitsyna E.G., Smirnov S.V., Sugavanam S. et. al. The laminar–turbulent transition in a fibre laser // *Nature Photonics.* – 2013. – Vol. 7, no. 10. – pp. 783-786.
62. Capri L. and Masoller C. Persistence and stochastic periodicity in the intensity dynamics of a fiber laser during the transition to optical turbulence // *Phys. Rev. A.* – 2018. – Vol. 97, no. 2. – p. 023842. – 9 p.
63. Osborne A.R., Onorato M., and Serio M. The nonlinear dynamics of rogue waves and holes in deep-water gravity wave trains // *Phys. Lett. A.* – 2000.– Vol. 275, no. 5-6 – pp. 386-393.

64. Osborne A.R. The random and deterministic dynamics of 'rogue waves' in unidirectional, deep-water wave trains // *Marine Struct.* – 2001. – Vol. 14, no. 3. – pp. 275-293.
65. Clauss G. F. Dramas of the sea: episodic waves and their impact on offshore structures // *Appl. Ocean Research* – 2002. – Vol. 24, no. 3. – pp. 147-161.
66. Guedes Soares C., Cherneva Z., and Antao E.M. Characteristics of abnormal waves in North Sea storm sea states // *Appl. Ocean Research* – 2003. – Vol. 25, no. 6. – pp. 337-344.
67. Janssen P. Nonlinear Four-wave interactions and freak waves // *J. of Phys. Oceanography* – 2003. – Vol. 33, no 4. – pp. 863-884.
68. Kharif C., Pelinovsky E., and Slunyaev A. *Rogue waves in the ocean* // Springer, Heidelberg, 2009, 215 p.
69. Sergeeva A., Slunyaev A., Pelinovsky E. et. al. Numerical modeling of rogue waves in coastal waters // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* – 2014. – Vol. 14, no. 4. – pp. 861-870.
70. Birkholz S., Bree C., Demircan A. et. al. Predictability of rogue events // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – Vol. 114, no. 21. – p. 213901. – 5 p.
71. Nayak S. and Panchang V. A note on short-term wave height statistics // *Aquatic Procedia.* – 2015. – Vol. 4. – pp. 274-280.
72. Talipova T., Pelinovsky E., Kurkina O. et. al. Exceedance frequency of appearance of the extreme internal waves in the World Ocean // *Nonlin. Processes Geophys.* – 2018. – Vol. 25, no. 3 – pp. 511–519.
73. Manolidis M., Orzech M., and Simeonov J. Rogue wave formation in adverse ocean current gradients // *J. Mar. Sci. Eng.* – 2019. – Vol. 7, no. 2. – p. 26. – 16 p.
74. Balakrishnan V., Nicolis C., and Nicolis G. Extreme value distributions in chaotic dynamics // *J. of Stat. Phys.* – Vol. 80, no. 1/2. – pp. 307-336.
75. Calini A. and Schober C.M. Homoclinic chaos increases the likelihood of rogue wave formation // *Phys. Lett. A.* – 2002. – Vol. 298., no. 5-6. – pp. 335-349.
76. Hoehmann R., Kuhl U., Stockmann H.-J. et. al. Freak waves in the linear regime: a microwave study // *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – Vol. 104, no. 9 – p. 093901. – 4 p.
77. Metayer C., Serres A., Rosero E.J. et. al. Extreme events in chaotic lasers with modulated parameter // *Opt. Express* – 2014. – Vol. 22, no. 17. – pp. 19850-19859.

78. Кляцкин В.И. Стохастическое структурообразование в случайных средах // Усп. физ. наук – 2016. – Т. 186, №1. – с. 75-104.
79. Solli D.R., Ropers C., Koonath P. et. al. Optical rogue waves // Nature – 2007. – Vol. 450, no. 7172. – pp. 1054-1057.
80. Erikanto M., Genty G., and Dudley J.M. On the statistical interpretation of optical rogue waves // Eur. Phys. J. Special Topics – 2010 – Vol. 185, no. 1. – pp. 135-144.
81. Bonatto C., Feyereisen M., Barland S. et. al. Deterministic optical rogue waves // Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 107, no. 5. – p. 053901. – 5 p.
82. Reinoso J.A., Zamora-Munt J., and Masoller C. Extreme intensity pulses in a semiconductor laser with a short external cavity // Phys. Rev. E. – 2013. – Vol. 87. – p. 062913 (6 p.).
83. Kovalski M., Hnilo A., and Tredicce J.R. Extreme events in the Ti:sapphire laser // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, no. 22. – pp. 4449-4451.
84. Bonnazola C., Hnilo A., Kovalski M. et. al. Optical rogue waves in an all-solid-state laser with a saturable absorber: importance of the spatial effects // J. Opt. – 2013. – Vol. 15, no. 6. – p. 064004. – 6 p.
85. Uppu R. and Mujumdar S. Physical manifestation of extreme events in random lasers // Opt. Lett. – 2015. – Vol. 40, no. 21. – pp. 5046-5049.
86. Selmi F., Coulibaly S., Loghmari Z. et. al. Spatiotemporal chaos induces extreme events in an extended microcavity laser // Phys. Rev. Lett. – 2016. – Vol. 116, no. 1. – p. 013901. – 5 p.
87. Coulibaly S., Clerc M.G., Selmi F. et. al. Extreme events following bifurcation to spatiotemporal chaos in a spatially extended microcavity laser // Phys. Rev. A. – 2017. – Vol. 95, no. 2. – p. 023816. – 12 p.
88. Akhmediev N., Ankiewicz A., and Soto-Crespo J.M. Rogue waves and rational solutions of the nonlinear Schrödinger equation // Phys. Rev. E. – 2009. – Vol. 80, no. 2. – p. 026601. – 9 p.
89. Baronio F., Degasperis A., Conforti M. et. al. Solutions of the vector nonlinear Schroedinger qquations: evidence for deterministic rogue waves // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 109, no. 4. – p. 044102. – 4 p.
90. Zaviyalov A., Egorov O., Iliew R. et. al. Rogue waves in mode-locked fiber lasers // Phys. Rev. A. – 2012. – Vol. 85, no. 1. – p. 013828. – 6 p.

91. Walczak P., Randoux S., and Suret P. Optical Rogue Waves in integrable turbulence // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – Vol. 114, no. 14. – p. 143903. – 5 p.
92. Suret P., El Koussaifi R., Tikan A. et. al. Single-shot observation of optical rogue waves in integrable turbulence using time microscopy // *Nat. Comm.* – 2016. – Vol. 7. – p. 13136 – 8 p.
93. Runge A.F.J., Aguergeray C., Broderick N.G.R. et. al. Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser // *Opt. Lett.* – 2014. – Vol. 39, no. 2. – pp. 319-322.
94. Liu Z., Zhang S., and Wise F.W. Rogue waves in a normal-dispersion fiber laser // *Opt. Lett.* – 2015. – Vol. 40, no. 7. – pp. 1366-1369.
95. Khashi H., Sergeev S.V., Mou C. et. al. Bright-dark rogue waves // *Ann. Phys.* – 2018. – Vol. 530, no. 5. – p. 1700362. – 9 p.
96. Onorato M., Residori S., Bortolozzo U. et. al. Rogue waves and their generating mechanisms in different physical contexts // *Phys. Rep.* – 2013. – Vol. 528, no. 2. – pp. 47-89.
97. Akhmediev N., Dudley J.M., Solli D.R. et. al. Recent progress in investigating opticalrogue waves // *J. Opt.* – 2013. – Vol. 15, no. 6. – p. 060201. – 9 p.
98. Dudley J.M., Dias F., Erkintalo M. et. al. Instabilities, breathers and rogue waves in optics // *Nature Photonics.* – 2014. – Vol. 8, no. 10. – pp. 755-764.
99. Song Y., Wang Z., Wang C. et. al. Recent progress on optical rogue waves in fiber lasers: status, challenges, and perspectives // *Adv. Photonics* – 2020. – Vol. 2, no. 2. – p. 024001. – 15 p.
100. Ogorodnikov L.L. and Vergeles S.S. Intensity statistics in a long random fiber Raman laser // *Opt. Lett.* – 2018. – Vol. 43, no. 4 – pp. 651-654.
101. Churkin D.V., Gorbunov O.A., and Smirnov S.V. Extreme value statistics in Raman fiber lasers // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36, no. 18. – pp. 3617-3619.
102. Bednyakova A.E., Gorbunov O.A., Politko M.O. et. al. Generation dynamics of the narrowband Yb-doped fiber laser // *Opt. Express.* – 2013. – Vol. 21, no. 7. – pp. 8177-8182.
103. Gorbunov O.A., Sugavanam S., and Churkin D.V. Revealing statistical properties of quasi-CW fibre lasers in bandwidth-limited measurements // *Opt. Express.* – 2014. – Vol. 22, no. 23. – pp. 28071-28076.

104. Gorbunov O.A., Sugavanam S., and Churkin D.V. Intensity dynamics and statistical properties of random distributed feedback fiber laser // *Opt. Lett.* – 2015. – Vol. 40, no. 8. – pp. 1783-1786.
105. Gorbunov O.A., Sugavanam S., Vatnik I.D. et. al. Statistical properties of radiation of multiwavelength random DFB fiber laser // *Opt. Express.* – 2016. – Vol. 24, no. 17. – pp. 19417-19423.
106. Gorbunov O.A., Sugavanam S., Vatnik I.D. et. al. Poisson distribution of extreme events in radiation of random distributed feedback fiber laser // *Opt. Lett.* – 2020. – Vol. 45, no. 8. – pp. 2375-2378.
107. Чуркин Д.В., Горбунов О.А., и Смирнов С.В. Статистика редких событий в выходном излучении волоконного ВКР-лазера // Спецвыпуск Фотон-Экспресс. – Материалы конференции ВКВО-2011. – 2011. – Т.6 (94) – с. 97-98.
108. Чуркин Д.В., Горбунов О.А., и Смирнов С.В. Численное изучение статистических свойств излучения волоконного ВКР-лазера. // – Материалы конференции "Российский семинар по волоконным лазерам". – 2012. – с. 176-177.
109. Gorbunov O.A., Kablukov S.I., Politko M.O. et. al. Experimental investigation of statistical properties of Ytterbium doped fiber laser // in 5th International Conference on Laser Optics 2012. – 2012. – no. TuR8-13. – 3 p.
110. Чуркин Д.В., Горбунов О.А., Бабин С.А. и др. Экспериментальное изучение временных характеристик волоконного ВКР-лазера // Фотон-Экспресс. – Материалы конференции ВКВО-2013. – 2013. – Т.6 (110). – с. 213-214.
111. Gorbunov O.A., Sugavanam S., and Churkin D.V. Influence of the generated power, measurement bandwidth, and noise level on intensity statistics of a quasi-CW Raman fiber laser // *Proc. SPIE.* – 2014. – Vol. 9136, no. 913613. – pp. 1-8.
112. Горбунов О.А., Сугаванам Ш. и Чуркин Д.В. Экспериментальное изучение редких событий в излучении волоконного лазера со случайной распределенной обратной связью // Фотон-Экспресс. – Материалы конференции ВКВО-2015. – 2015. – Т.6 (126) – с. 63-64.
113. Barviau B., Randoux S., Suret P. Spectral broadening of a multimode continuous-wave optical field propagating in the normal dispersion regime of a fiber // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31, no. 11. – pp. 1696-1698.

114. Mussot A., Lantz E., Maillotte H. et. al. Spectral broadening of a partially coherent CW laser beam in single-mode optical fibers // *Opt. Express.* – 2004. – Vol. 12, no. 13. – pp. 2838-2843.
115. Travers J.C., Rulkov A.B., Cumberland B.A. et. al. Visible supercontinuum generation in photonic crystal fibers with a 400 W continuous wave fiber laser // *Opt. Express.* – 2008. – Vol. 16, no. 19. – pp. 14435-14447.
116. Klein A., Masri G., Duadi H. et. al. Ultrafast rogue wave patterns in fiber lasers // *Optica* – 2018. – Vol. 5, no. 7. – pp. 774-778.
117. Klein A., Shahal S., Meir S. et. al. Ultrafast twin-peak rogue waves in a vector field // – *OSA Continuum.* – 2019. – Vol. 2, no. 11. – pp. 3102-3106.
118. Politko M.O., Kablukov S.I., Nemov I.N. et. al. Second-harmonic generation efficiency for multifrequency ytterbium-doped fibre laser radiation // *Quantum Electron.* – 2013. – Vol. 43, no. 2 – pp. 99-102.
119. Lobach I.A., Kablukov S.I., Podivilov E.V. et. al. Broad-range self-sweeping of a narrow-line self-pulsing Yb-doped fiber laser // *Opt. Express.* – 2011. – Vol. 19, no. 18, pp.17632-17640.
120. Babin S.A., Churkin D.V., Ismagulov A.E. et. al. Turbulence-induced square-root broadening of the Raman fiber laser output spectrum // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33, no. 6. – pp. 633–635.
121. Амбарцумян Р.В., Басов Н.Г., Крюков П.Г. и др. Оптический квантовый генератор с нерезонансной обратной связью // *ЖЭТФ.* – 1966. – Т. 51, №3. – с. 724-729.
122. Markushev V.M., Zolin V.F., and Brishkina C.M. Luminescence and stimulated emission of neodymium in sodium lanthanum molybdate powder // *Soviet J. of Quantum Electronics.* – 1986. – Vol. 16, no. 2. – pp. 281-283.
123. Lawandy N.M., Balachandran R.M., Gomez A.S.L. et. al. Laser action in strongly scattering media // *Nature.* – 1994. – Vol. 368, no. 6470. – pp. 436-438.
124. Turitsyn S.K., Babin S.A., El-Taher A.E. et. al. Random distributed feedback fibre laser // *Nat. Photon.* – 2010. – Vol. 4, no. 4. – pp. 231-235.
125. Ватник И.Д. Мощностные характеристики волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью // Дис. ... канд. физ.-мат. наук. – 01.04.05. – Новосибирск, 2014. – 109 с.

126. Vatnik I.D., Zlobina E.A., Kablukov S.I. et. al. Multi-peak structure of generation spectrum of random distributed feedback fiber Raman lasers // *Opt. Express.* – 2017. – Vol. 25, no. 3. – pp. 2703-2708.
127. Sugavanam S., Yan Z., Kamynin V. et. al. Multiwavelength generation in a random distributed feedback fiber laser using an all fiber Lyot filter // *Opt. Express.* – 2014. – Vol. 22, no. 3. – pp. 2839–2844.
128. Leandro D., Rota-Rodrigo S., Ardanaz D. et. al. Narrowlinewidth multi-wavelength random distributed feedback laser // *J. Lightwave Technol.* – 2015. – Vol. 33, no. 17. – pp. 3591-3596.
129. Liu C., van der Wel R.E.C., Rotenberg N. et. al. Triggering extreme events at the nanoscale in photonic seas // *Nature Physics* – 2015. – Vol. 11, no. 4. – pp. 358-363.
130. Narhi M., Wetzel B., C. Billet C. et. al. Real-time measurements of spontaneous breathers and rogue wave events in optical fibre modulation instability // *Nat. Comm.* – 2016. – Vol. 7 – p. 13675. – 9 p.
131. Randoux S., Suret P., and El G. Inverse scattering transform analysis of rogue waves using local periodization procedure // *Scient. Rep.* – 2016. – Vol. 6, no. 1. – p. 29238 – 11 p.
132. Vergeles S.S. and Turitsyn S.K. Optical rogue waves in telecommunication data streams // *Phys. Rev A.* – 2011. – Vol. 83, no. 6. – p. 061801. – 4 p.
133. Arecchi F.T., Bortolozzo U., Montina A. et. al. Granularity and inhomogeneity are the joint generators of optical rogue waves // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. – Vol 106, no. 15. – p. 153901. – 4 p.