

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

На правах рукописи

Каблуков Сергей Иванович

**Нелинейное преобразование спектра генерации
перестраиваемых волоконных лазеров**

01.04.05 “Оптика”

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант
член-корреспондент РАН
Бабин Сергей Алексеевич

Новосибирск - 2014

Оглавление

Список обозначений и сокращений	4
Введение	11
1. Физика и техника волоконных лазеров	31
1.1 Типы резонаторов, зеркал и методы заведения накачки в волоконных лазерах	31
1.2 Насыщение усиления и мощность генерации волоконных лазеров	37
1.2.1 Насыщение усиления и мощность генерации в иттербиевом волоконном лазере (ИВЛ)	37
1.2.2 Насыщение усиления и мощность генерации ВКР-лазера	42
1.3 Аподизированные волоконные брэгговские решётки (ВБР) для лазера	51
2. Форма спектра генерации и перестройка частоты ИВЛ	58
2.1 Форма спектра генерации иттербиевого лазера с ВБР и его уширение с ростом мощности	58
2.2 Режим самосканирования частоты	72
2.2.1 Экспериментальное исследование самосканирования частоты	73
2.2.2 Модель спектральной динамики в режиме самосканирования частоты	82
2.3 Перестройка частоты генерации ИВЛ в широком диапазоне	90
3. Удвоение частоты генерации перестраиваемых ИВЛ	98
3.1 Особенности непрерывной генерации второй гармоники (ГВГ)	98
3.2 Особенности удвоения частоты волоконных лазеров в нелинейных кристаллах: многочастотный и одночастотный режимы	109
3.3 Удвоение частоты перестраиваемого иттербиевого волоконного лазера в кристалле КТР	119
3.3.1 Внерезонаторное удвоение частоты в кристалле КТР	119

3.3.2	Внутрирезонаторное удвоение частоты иттербиевого волоконного лазера	129
3.4	ГВГ излучения иттербиевого волоконного лазера в световодах с периодически наведённой нелинейностью	141
4.	Перестройка и удвоение частоты генерации волоконных ВКР-лазеров	144
4.1	Форма спектра генерации ВКР-лазера	145
4.2	Перестройка частоты генерации ВКР-лазера	151
4.3	Удвоение частоты генерации ВКР-лазера в кристалле с регулярной доменной структурой MgO:ppLN	159
5.	Параметрическая генерация в световодах с накачкой перестраиваемыми ИВЛ	174
5.1	Особенности параметрической генерации в волоконных световодах	174
5.1.1	Основные уравнения параметрического усиления . .	176
5.1.2	Методы получения синхронизма в двулучепреломляющих световодах	182
5.2	Параметрическое четырёхволновое смещение вне резонатора	188
5.2.1	Экспериментальная установка	191
5.2.2	Диаграммы фазового синхронизма	192
5.3	Аналитическое решение для положения ветвей векторного синхронизма	200
5.4	Параметрический преобразователь частоты со скалярным типом синхронизма	204
5.5	Волоконно-оптический параметрический генератор (ВОПГ)	208
5.5.1	Экспериментальная установка	209
5.5.2	Спектры генерации	213
5.5.3	Временная динамика и мощность генерации ВОПГ	216
5.5.4	Перестраиваемый ВОПГ с накачкой поляризованным излучением	220
5.5.5	Влияние конкурирующих нелинейных эффектов . .	225
	Заключение	228
	Список литературы	231

Список обозначений и сокращений

A_1 — комплексная амплитуда волны основного излучения

A_2 — комплексная амплитуда волны излучения второй гармоники

A_a — комплексная амплитуда антистоксовой волны

A_s — комплексная амплитуда стоксовой волны

A_p — комплексная амплитуда волны накачки

$B = \beta_w \sqrt{l_c k_1} / 2$ — параметр двулучепреломления кристалла

$b_j = k_j w_{0j}^2$ — конфокальный параметр j -го пучка

c — скорость света в вакууме

d_b — толщина изгибной пластины

d_{eff} — эффективный коэффициент нелинейности при генерации второй гармоники (ГВГ)

d_h — диаметр отверстий в микроструктурированном световоде

H — межмодовое расстояние в резонаторе

g_R — коэффициент ВКР-усиления световода

g_{sat} — насыщенный коэффициент усиления

k_0 — константа распространения излучения в вакууме

k_1 — волновой вектор в среде для основного излучения

k_2 — волновой вектор в среде для излучения второй гармоники

$K_j = 2\pi j / \Lambda$ — волновой вектор j -ой гармоники решётки в кристалле с регулярной доменной структурой

L — длина резонатора волоконного лазера

l_a — длина активного световода

l_c — длина кристалла

l_d — длина домена в кристалле с регулярной доменной структурой

l_{eff} — эффективную длину взаимодействия мод гармоник в волноводе

l_{FBG} — длина волоконной брэгговской решётки

l_f — длина нелинейного световода

l_R — длина световода в ВКР-лазере

N_{FBG} — целое число, характеризующее порядок взаимодействия волн в ВБР

N_i — плотность активных ионов на i -ом уровне в единице объёма

n_1 — показатель преломления для излучения на основной частоте

n_2 — показатель преломления для излучения на частоте второй гармоники

\bar{n}_2 — нелинейный показатель преломления

n_{core} — показатель преломления сердцевины световода

n_{clad} — показатель преломления оболочки световода

n_{eff} — эффективный показатель преломления моды световода

P^\pm — мощность волны, бегущей в положительном “+” или отрицательном “-” направлении

P_1 — мощность излучения на основной частоте

P_2 — мощность излучения на частоте второй гармоники

P_a — мощность антистоксовой волны

P_g — мощность генерации лазера

P_s — мощность стоксовой волны

P_{sat} — мощность насыщения

P_p — мощность накачки

\overline{P}_p — средняя по длине световода мощность накачки

P_p^{th} — пороговая мощность накачки

p_e — фотоэластический коэффициент

R_0 — максимальное значение коэффициента отражения ВБР

S_{eff}^c — эффективную площадь сердцевины

S_{eff} — эффективную площадь моды в световоде

w_{0j} — радиус j -го пучка в перетяжке

z — координата вдоль направления распространения электромагнитной волны

z_{0j} — расстояние от входной поверхности до перетяжки j -го пучка

α_1 — потери при распространении излучения на основной частоте в волноводе

α_2 — потери при распространении излучения на частоте второй гармоники в волноводе

β — эффективный волновой вектор моды световода

β_L — линейные точечные потери в резонаторе

β_{NL} — интегральные нелинейные потери в световоде, индуцированные четырёхволновым смешением, в ВКР-лазере

β_a — эффективный волновой вектор моды антистоксовой волны

β_s — эффективный волновой вектор моды стоксовой волны

β_p — эффективный волновой вектор моды волны накачки

β_w — угол между волновым вектором и вектором Пойнтинга

- Γ_i — интеграл перекрытия i -ой модой с областью сердцевины
- γ — коэффициент нелинейности
- $\gamma_2 = P_2/P_1^2$ — полный коэффициент эффективной нелинейности при генерации второй гармоники
- Δ_g — полуширина спектра генерации иттербиевого лазера
- $\Delta k = k_2 - 2k_1$ — волновая расстройка при ГВГ для осевой части пучка
- $\Delta k_{(j)} = k_2 - 2k_1 - K_j$ — волновая расстройка от квазисинхронизма с j -ой гармоникой решетки РДС-кристалла при ГВГ
- Δn_{mod} — амплитуда модуляции показателя преломления в волоконной брэгговской решётке
- Δ_s — полуширина спектра генерации стоксовой волны
- $\Delta\beta$ — линейная расстройка волновых векторов при четырёхволновом смешении
- $\Delta\beta_{NL}$ — вклад нелинейного набега фаз в волновую расстройку при четырёхволновом смешении
- $\Delta\beta_\sigma = \Delta\beta + \Delta\beta_{NL}$ — расстройка волновых векторов при четырёхволновом смешении с учётом вклада нелинейного набега фаз
- $\Delta\lambda_{Br}$ — изменение положения максимума отражения брэгговской решётки
- $\Delta\lambda_r$ — относительное смещение положения максимумов отражения двух ВБР, формирующих общий резонатор
- $\delta\lambda_{Br}$ — ширина спектра отражения брэгговской решётки со ступенчатым профилем огибающей показателя преломления
- ε_{Br} — относительное растяжение световода с записанной в нём ВБР
- ε_0 — электрическая постоянная
- κ_{Br} — коэффициент связи волн в волоконной брэгговской решётке

Λ — период модуляции показателя преломления волоконной брэгговской решётки или период структуры РДС-кристалла
 Λ_h — расстояние между дырками в микроструктурированном световоде
 λ_0 — длина волны нулевой дисперсии волоконного световода в вакууме
 λ_1 — длина волны основного излучения в вакууме
 λ_2 — длина волны второй гармоники в вакууме
 λ_{Br} — брэгговская длина волны отражения
 λ_{Br0} — резонансная длина волны ВБР в разжатом состоянии
 $\lambda_{Br}^{(N)}$ — брэгговская длина волны отражения для ВБР N -го порядка
 λ_p — длина волны накачки
 λ_{UV} — длина волны излучения УФ лазера, используемого при записи ВБР
 ρ — радиус сердцевины
 ρ_f — радиус оболочки
 σ_2 — коэффициент нелинейной связи при ГВГ
 σ^a — сечение поглощения
 σ^e — сечение излучения
 τ_{rt} — время обхода резонатора
 τ_e — время жизни верхнего лазерного уровня
 θ_{Br} — угол между интерферирующими лучами при записи ВБР
 ϕ_D — дисперсионный набег фаз
 ϕ_{NL} — нелинейный набег фаз
 $\chi^{(2)}$ — квадратичная нелинейная восприимчивость

$\chi^{(3)}$ — кубическая нелинейная восприимчивость

ω_a — частота излучения антистоксовой волны

ω_p — частота излучения волны накачки

ω_s — частота излучения стоксовой волны

ω_0 — частота нулевой дисперсии волоконного световода

АОС — анализатор оптического спектра

ВБР — волоконная Брэгговская решетка показателя преломления

ВКР — вынужденное комбинационное рассеяние

ВОПГ — волоконный оптический параметрический генератор

ВПД — выжигание пространственных дыр

ВРМБ — вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна

ГВГ — генерация второй гармоники

ГКДЦ — германиевые кислородно-дефицитные центры

ДВНД — длина волны нулевой дисперсии

ДЛП — двулучепреломление

ДФР — динамическая фазовая решётка

ИК — инфракрасный

ИВЛ — иттербиевый волоконный лазер

ЛД — лазерный диод

ПВБР — перестраиваемая (по длине волны) волоконная Брэгговская решетка показателя преломления

ПИВЛ — перестраиваемый иттербиевый волоконный лазер

ПП — показатель преломления

РДС-кристалл — кристалл с регулярной доменной структурой

ССЧ — самоиндуцированное сканирование частоты

УФ — ультрафиолетовый

ФКВС — фотонно-кристаллический волоконный световод

ФСМ — фазовая самомодуляция

ЧВС — четырёхволновое смешение

HNL DSF — highly nonlinear dispersion shifted fiber (высоконелинейные волоконные световоды со смещенной дисперсией)

WDM — wavelength-division multiplexer (спектрально-селективный разветвитель)

Введение

Одним из наиболее ярких достижений современной волоконной оптики и квантовой электроники являются волоконные лазеры. Они используются наравне с другими типами лазеров, а в некоторых случаях, обладая рядом преимуществ, заменяют традиционные. К преимуществам волоконных лазеров (см., например, [1]) можно отнести высокую эффективность (до $\sim 80\%$) преобразования оптической накачки в лазерное излучение; высокое качество выходного пучка ($M^2 \sim 1.1-1.5$), определяемое волноводными свойствами световода; отсутствие водяного охлаждения; простоту эксплуатации и надежность, ввиду отсутствия объемной оптики, требующей юстировки. Исследования волоконных лазеров получили импульс к развитию в конце 80-х годов прошлого столетия, когда было показано, что волоконный световод, легированный ионами эрбия (Er^{3+}), может использоваться в усилителях сигнала в диапазоне длин волн 1.53–1.56 мкм [2]. В 1989 году была предложена методика формирования спектральных фильтров непосредственно внутри световода, волоконных брэгговских решеток (ВБР) [3]. Всё это привело к разработке различных конфигураций лазеров в полностью волоконном исполнении без применения объемной оптики.

В качестве активной среды волоконных лазеров обычно используются световоды, легированные ионами редкоземельных металлов (Yb, Er, Nd, Tm, Ho). Данные металлы получили наибольшее распространение, поскольку обладают излучательным переходом в ближней ИК области спектра, где кварцевое стекло наиболее прозрачно. Кроме того, ионы редкоземельных металлов не имеют энергетических уровней с малым энергетическим зазором внутри оптического перехода. Наличие таких уровней приводило бы к безызлучательной релаксации, препятствующей

щей появлению люминесценции, поскольку энергия фононов в кварцевом стекле составляет $400\text{--}1100\text{ см}^{-1}$. Область люминесценции данных элементов по данным работы [4] лежит в следующих диапазонах: Yb^{3+} — $0,98\text{--}1,16\text{ мкм}$; Er^{3+} — $1,53\text{--}1,6\text{ мкм}$; Nd^{3+} — $0,92\text{--}0,94, 1,05\text{--}1,1, 1,34\text{ мкм}$; Tm^{3+} — $1,7\text{--}1,9\text{ мкм}$; Ho^{3+} — $1,9\text{--}2,1\text{ мкм}$.

Иттербиевый волоконный лазер (ИВЛ) является одним из наиболее изучаемых лазерных источников в последние 10 лет благодаря высокой эффективности преобразования накачки, достигающей $\sim 80\%$ (см., например, [4]). Привлекательность различных схем иттербиевых волоконных лазеров и их потенциал генерировать большую мощность были признаны еще в 1990-х годах [5, 6, 7, 8]. Одним из последних достижений является демонстрация 10 кВт выходной мощности непрерывной генерации ИВЛ в режиме одной поперечной моды (см. обзор [9]). Твердотельные лазеры не показывали таких результатов, а волоконные лазеры на основе активных световодов, легированных другими элементами, имеют на порядок меньшую выходную мощность в одномодовом режиме генерации.

Ионы иттербия в кварцевом стекле имеют предельно простую схему уровней (рис. 1 а). Помимо основного имеется единственный возбужден-

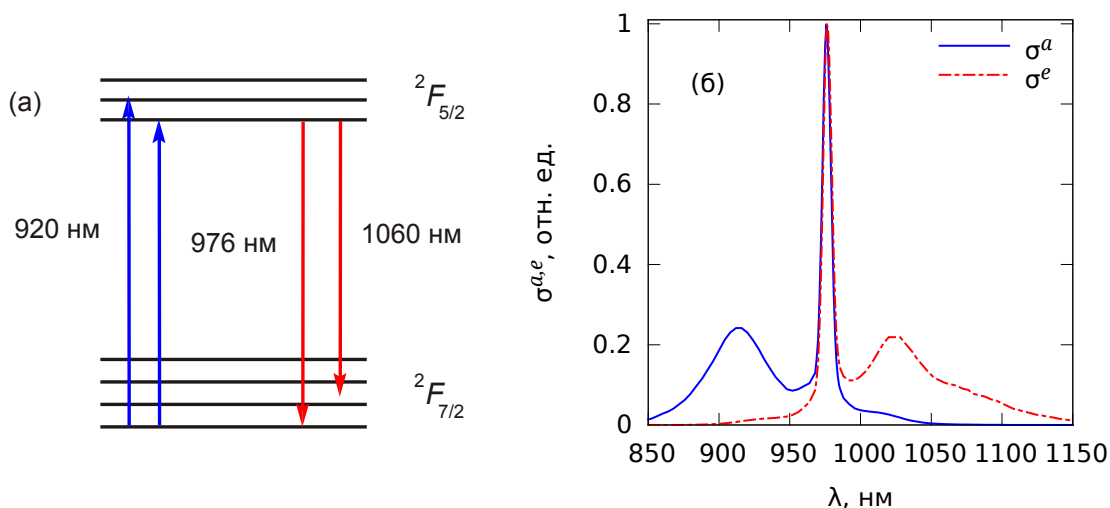


Рис. 1. а) Схема уровней и переходов между ними для иона Yb^{3+} в стекле. б) Спектры поглощения (сплошная линия) и люминесценции (штрихпунктирная линия) ионов иттербия в кварцевом стекле [10].

ный уровень. Отсутствие других энергетических уровней означает, что

в данной системе должно отсутствовать поглощение из возбужденного состояния. Это позволяет существенно увеличить концентрацию активных ионов, что в свою очередь приводит к уменьшению длины активной среды лазера. Ионы иттербия в кварцевом стекле имеют полосу поглощения в диапазоне длин волн от 900 до 980 нм (см. рис. 1 б), где лазерные диоды накачки к настоящему времени имеют достаточно высокую мощность. При этом генерация ИВЛ с диодной накачкой [6] возможна в диапазоне от 975 [11, 12, 13, 14] до 1180 нм [15, 16]. Весь диапазон генерации ИВЛ обычно разделяют на три области: коротковолновую (975–980 нм и 1020–1060 нм), стандартную (1060–1130 нм) и длинноволновую (более 1130 нм) [4, 17].

Для ИВЛ наиболее просто получить генерацию в стандартном диапазоне 1060–1130 нм. Благодаря разработке активных волоконных световодов с двойной оболочкой [18, 6], появилась возможность использовать в качестве накачки многомодовые лазерные диоды с волоконным выходом, мощность которых значительно выше, чем у диодов излучающих в одной поперечной моде. В схеме волоконного лазера с накачкой в оболочку достижима мощность непрерывной генерации в одномодовом режиме более 1 кВт [19, 20, 21]. В этом случае основным ограничением для увеличения мощности является квантовый дефект, составляющий примерно 9% при использовании традиционных лазерных диодов накачки с длиной волны генерации около 975 нм. При высоких уровнях мощности из-за квантового дефекта происходит сильный разогрев усиливающего световода, который может привести к его разрушению, поэтому в наиболее мощных системах (до ~ 10 кВт) длину волны лазеров накачки увеличивают в каскадной схеме генерации (см. обзор [9]).

Генерация в коротковолновом диапазоне около 975 нм очень привлекательна для таких применений, как накачка активных световодов с помощью источника с большой яркостью. В некоторых случаях это оказывается значительно более эффективно, чем использование многомодовых лазерных диодов. Более того, с помощью удвоения частоты излучения можно создать компактный источник в синей области спектра, способный заменить громоздкую и низкоэффективную конструкцию газоразрядного ионного аргонового лазера. Однако генерация в данном

специфическом диапазоне длин волн представляет собой гораздо более сложную задачу, чем генерация на длинах волн >1020 нм. Это связано с тем, что сечения поглощения и люминесценции вблизи 975 нм практически совпадают (см. рис. 1 б). Поэтому для предотвращения перепоглощения необходимо перевести более 50% ионов в возбужденное состояние. О методах получения лазерной генерации в области 975 нм можно узнать в работах [11, 12, 14, 22, 23, 24]. Несмотря на то, что в области ~ 1020 нм заметно проще получить генерацию, здесь также имеются свои особенности. Например, для смещения центра линии усиления с 1035 нм в коротковолновую область в иттербиевый световод добавляют фосфоросодержащие примеси [25].

Отличительной особенностью длинноволнового диапазона генерации в области более 1130 нм является малое сечение люминесценции. Это приводит к сильной конкуренции с более короткими длинами волн, находящимися вблизи максимума усиления. Одним из решений указанной проблемы является разогрев активного световода, поскольку сечение поглощения увеличивается с ростом температуры [15, 17, 26, 27]. Это снижает усиленную спонтанную эмиссию в области 1080 нм и позволяет генерировать излучение в длинноволновой области >1130 нм. Стоит отметить, что лазеры на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) [28, 29] могут служить альтернативными источниками излучения. Например, в этом диапазоне применялись ВКР-лазеры [30], ВКР-усилители [31], а также иттербиевые усилители, изготовленные на основе микроструктурированных световодов, имеющих значительные потери для излучения 1080 нм [32].

Важной особенностью волоконных лазеров является возможность эффективной генерации на любой длине волны внутри диапазона без каких либо значительных изменений самой схемы лазера. Другими словами, благодаря широкой линии усиления возникает возможность создания эффективного лазерного источника с перестройкой в широком диапазоне длин волн, что расширяет области применения волоконных лазеров.

Существуют различные схемы перестройки длины волны генерации волоконного лазера. В работе [5] предложен стандартный метод перестройки длины волны с помощью призмы с высокой дисперсией. Прин-

цип заключается в следующем: резонатор образуют два высокоотражающих зеркала, между которыми находится отрезок активного волоконного световода. Между одним из зеркал и световодом находится призма, используемая как для селекции, так и для вывода небольшой части излучения. Выходящее из световода спонтанное излучение проходит через призму и после преломления разлагается на спектральные компоненты, распространяющиеся под различными углами. Обратно в волоконный световод попадает только та спектральная компонента, для которой создаётся обратная связь. При повороте призмы изменяется направление распространения спектральных компонент и изменяется длина волны генерации лазера. В такой схеме получен диапазон перестройки 1010–1162 нм. Применение дифракционных решёток в качестве селектирующих элементов позволяет перестраивать длину волны генерации в диапазоне десятков нанометров (см., например, [33, 34, 35, 36, 37]). Недостатком этих двух методов является использование объёмной оптики, требующей тонкой настройки.

Известно, что использование ВБР в качестве зеркал резонатора позволяет создавать волоконные лазеры без объёмной оптики, значительно упрощая схему и повышая надёжность. Также привлекает внимание возможность изменения длины волны ВБР. В методах перестройки используется чувствительность длины волны отражения ВБР к температуре и деформациям [38, 39, 40]. Типичная зависимость сдвига положения резонанса от температуры имеет линейный характер [41]. Это позволяет получить калибровку с хорошей точностью, но сам метод температурной перестройки является медленным. Кроме того, нагрев ВБР до высоких температур приводит к уменьшению наведенного показателя преломления и, соответственно, к увеличению пропускания на резонансной длине волны [42]. Это ограничивает диапазон перестройки, который для длины волны ~ 1 мкм составляет $\sim 0,7$ нм при изменении температуры на 100°C . Растяжение волоконного световода с записанной в нём ВБР позволяет перестраивать резонансную длину волны с достаточно высокой скоростью, но предел прочности ограничивает диапазон несколькими нанометрами. На сжатие прочность световода на порядок выше, чем на растяжение [43], что увеличивает диапазон перестройки до десятков

нанометров.

На сегодняшний день наибольшее распространение получило два подхода, обеспечивающих аксиальное сжатие волоконного световода с ВБР для перестройки резонансной длины волны. Первый использует конструкцию, в которой световод с ВБР размещается в двух центрированных керамических обоймах, ограничивающих его поперечные смещения. Второй подход основан на перераспределении механических напряжений при изгибе балки. Волоконный световод с ВБР жестко приклеивается к деформируемой поверхности балки. Изгиб балки приводит к аксиальным напряжениям в волоконном световоде. Использование изгибной конструкции для ВБР фильтров позволило достичь рекордных значений диапазона перестройки (110 нм) в области 1,55 мкм [44]. Однако при использовании такой ВБР в качестве элемента резонатора волоконных лазеров диапазон перестройки не превышал 35 нм для эрбиевого лазера, генерирующего в области 1,55 мкм [45], и 15 нм для неодимового лазера, генерирующего в области 0,9 мкм [46].

Волоконные лазеры различных конфигураций способны перекрыть достаточно широкий диапазон длин волн в ближней ИК области от 0,9 до 2,2 мкм. Однако для многих научных и практических применений, в частности в биомедицине, необходимо излучение видимого диапазона мощностью до сотен милливатт. Кроме того, в ряде приложений требуются перестраиваемые источники для исследования резонансных свойств взаимодействия излучения с веществом. Высокие эксплуатационные характеристики перестраиваемых волоконных лазеров могут помочь при создании перестраиваемых источников видимого диапазона.

Следует отметить, что первые перестраиваемые источники видимого излучения были разработаны еще в середине 60-х годов XX века. Активной средой таких лазеров являются органические красители, имеющие широкие линии поглощения и люминесценции, что позволяет плавно перестраивать длину волны в широком диапазоне (до 100 нм) [47, 48]. Лазеры на красителях достаточно универсальны: помимо перестройки частоты они могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режиме, генерировать одночастотное излучение, а также демонстрировать высокую мощность и высокую энергию в импульсе видимого излучения.

Тем не менее, лазеры на красителях представляют собой сложные системы, для работы с которыми необходимо непрерывное сопровождение высококвалифицированными специалистами. В качестве накачки требуется видимое излучение с мощностью в несколько ватт. Использование красителей в жидкой фазе может приводить к выделению токсичных и канцерогенных веществ. К тому же характерное время жизни красителя относительно небольшое и составляет порядка месяца. В некоторых приложениях универсальность лазеров на красителях излишня, а их использование затруднено.

В последнее время активно развиваются источники суперконтинуума на базе волоконных лазеров, позволяющие получать перестраиваемое излучение, используя перестраиваемые фильтры. Недостатком таких источников является относительно низкая спектральная плотность (десятки милливатт на нанометр) при уровне одномодовой накачки в сотни ватт [49].

Альтернативой лазерам на красителях и генераторам суперконтинуума могут служить перестраиваемые волоконные лазеры с удвоением частоты. Генерация гармоник излучения и нелинейная оптика в целом бурно развивались в 60–70-х годах XX века после изобретения первого лазера. К настоящему времени теория генерации гармоник хорошо разработана. Существует множество нелинейных элементов и схем для преобразования частоты. Нелинейно-оптические преобразователи частоты лазерного излучения на сегодняшний день позволяют практически полностью решить проблему перекрытия всего оптического диапазона разнообразными источниками излучения. Однако применение этих методов к волоконным лазерам потребовало дополнительных исследований.

Для преобразования частоты генерации волоконных лазеров в большинстве случаев используют как однопроходные внерезонаторные схемы (см., например, [50, 51, 52, 53, 54]), так и схемы с внешним резонатором (см., например, [55, 56, 57, 58]). Данные методы являются достаточно эффективными, но их использование накладывает высокие требования к выходному излучению самого волоконного лазера. При удвоении частоты генерации во внерезонаторной схеме обычно используют кристаллы с регулярной доменной структурой (РДС-кристаллы), поэтому выход-

ное излучение волоконного лазера должно быть линейно поляризовано. Кроме того, на эффективность преобразования влияет ширина линии генерации волоконного лазера. В работе [51] изучалась генерация второй гармоники (ГВГ) излучения ВКР-лазера с линейной поляризацией мощностью 23 Вт на длине волны 1178 нм. Было получено 3 Вт излучения второй гармоники, генерируемой в кристалле ниобата лития (LiNbO_3) с регулярной доменной структурой, PPLN, но наблюдался линейный рост ГВГ вместо квадратичного, начиная с 3-х Вт мощности на основной частоте. Это связано с уширением спектра генерации ВКР-лазера при увеличении выходной мощности. При этом значительная часть мощности излучения находится за пределами ширины квазисинхронизма кристалла. Впоследствии влияние ширины спектра генерации волоконного лазера на эффективность преобразования во вторую гармонику обсуждалось также в работе [53].

Для преобразования частоты во внешнем резонаторе требуется одночастотное излучение. В большинстве случаев волоконные лазеры генерируют много частот. Для получения одночастотного режима используют волоконные лазеры с распределенной обратной связью (РОС-лазеры) [59, 60]. Обычно мощность иттербиевого РОС-лазера не превышает сотни милливатт, поэтому используют волоконно-оптические усилители, позволяющие достичь уровня мощности в сотни ватт [61, 62]. Удвоение частоты генерации во внешнем резонаторе с эффективностью преобразования более 50 % достигается уже при ваттных уровнях мощности. Так, в работе [55] продемонстрирована мощность второй гармоники 4,1 Вт с накачкой усиленным излучением одночастотного РОС-лазера мощностью 8,3 Вт на длине волны 1091 нм.

Данные подходы позволяют эффективно преобразовывать излучение волоконных лазеров из ближнего ИК диапазона в видимую область. Однако их применение для создания перестраиваемых в широкой области волоконных лазерных источников видимого излучения затруднительно. Во внерезонаторной схеме используется РДС-кристалл, диапазон перестройки которого (обычно не более 5 нм) ограничен диапазоном рабочих температур. Схема удвоения частоты генерации одночастотного лазера во внешнем резонаторе достаточно сложна, хотя и находит практические

применения. Помимо сложности изготовления перестраиваемого РОС-лазера сам внешний резонатор представляет собой многокомпонентный технологический объект, требующий точной настройки оптических элементов и непростой электроники для согласования частоты лазера и моды внешнего резонатора.

Следует отметить, что для генерации второй гармоники излучения твердотельных лазеров наибольшее распространение получили схемы внутриврезонаторного удвоения частоты (см., например, [63, 64]). Принцип внутриврезонаторной ГВГ заключается в том, что активный элемент, в котором генерируется излучение на основной частоте, и нелинейный кристалл, где это излучение преобразуется во вторую гармонику, оказываются внутри общего резонатора. При этом резонатор заперт для основного излучения, что увеличивает мощность внутри резонатора, и открыт для вывода излучения второй гармоники. Данная схема достаточно проста, поскольку не требует стабилизации длины резонатора.

Первые попытки по внутриврезонаторному преобразованию частоты волоконных лазеров не принесли хороших результатов. В работах [65, 66] используется внутриврезонаторная схема удвоения частоты генерации ВКР-лазера в кристалле трибората лития (LiB_3O_5 или LBO) с I типом синхронизма. При уровне мощности основного излучения (1178 нм) 12 Вт было получено лишь 10 мВт на длине волны второй гармоники (589 нм). Столь низкая эффективность связана, во-первых, с относительно высокими потерями в длинных световодах ВКР-лазеров, препятствующими увеличению мощности в высокодобротном резонаторе, во-вторых, с большой шириной спектра генерации, составляющей единицы нанометров и превышающей ширину синхронизма кристалла, и, в-третьих, со случайным характером поляризации излучения ВКР-лазера, приводящем к 4-х кратному понижению эффективности ГВГ при использовании синхронизма I типа, требующего линейной поляризации. Других работ по внутриврезонаторному удвоению частоты волоконных лазеров на момент начала данной диссертационной работы не было.

Альтернативным методом нелинейного преобразования излучения волоконных лазеров в новые спектральные диапазоны является оптическая параметрическая генерация. Например, в работе [67] сообщается

об одночастотном оптическом параметрическом генераторе мощностью до 800 мВт с диапазоном перестройки от 855 до 1000 нм. В лазерной системе последовательно преобразуется излучение накачки одночастотного задающего волоконного источника с длиной волны 1064 нм мощностью 30 Вт в двух стехиометрических РДС-кристаллах танталата лития (MgO:sPPLT). В первом из них за один проход генерируется более 9,5 Вт излучения второй гармоники с длиной волны 532 нм, используемого для накачки второго РДС-кристалла, помещённого во внешний резонатор. Перестройка длины волны осуществляется за счёт изменения температуры второго кристалла. Следует отметить, что схема установки относительно сложна и содержит много объёмных элементов, требующих тонкой настройки.

Альтернативой объёмным могут служить волоконно-оптические параметрические генераторы (ВОПГ), основанные на процессе параметрического четырехволнового смешения (ЧВС) в оптических световодах [68]. Волоконные световоды изготавливают из изотропного кварцевого стекла, в котором изначально отсутствует нелинейность второго порядка $\chi^{(2)}$, поэтому для ГВГ необходимо осуществить термический полинг световода [69]. Однако нелинейные эффекты в стандартных световодах возникают за счет нелинейности третьего порядка $\chi^{(3)}$. Величина $\chi^{(3)}$ в волоконных световодах меньше величины $\chi^{(2)}$ в объёмных кристаллах, но она компенсируется большой длиной взаимодействия и малой площадью моды излучения.

Первые эксперименты по наблюдению ЧВС в кварцевом световоде описаны в работах [70, 71]. Для преобразования излучения зачастую используется вырожденный по частоте накачки ω_p процесс ЧВС, при котором два фотона накачки за счет нелинейности $\chi^{(3)}$ генерируют два новых фотона. Частота одного из них меньше $\omega_p - \Omega$ (стоксовая волна), а второго – больше $\omega_p + \Omega$ (антистоксовая волна) частоты накачки, здесь Ω – частотная параметрическая отстройка. Для эффективного протекания процесса необходимо выполнение условий сохранения энергии и согласования фаз. Эти требования накладывают ограничения на характеристики источника накачки и дисперсионные свойства волоконного световода.

В большинстве экспериментов используют скалярное согласование

фаз, когда поляризации всех участвующих в ЧВС процессе волн совпадают. Данный тип синхронизма можно обеспечить вблизи длины волны нулевой дисперсии (ДВНД) λ_0 волоконного световода, что зачастую накладывает ограничение на длину волны излучения накачки λ_p (в стандартных световодах $\lambda_0 \approx 1,3$ мкм). Для создания ВОПГ в области низких оптических потерь чистого кварца обычно используют высоконелинейные волоконные световоды со смещенной дисперсией (HNL DSF) ($\lambda_0 \approx 1,5$ мкм) и накачку, состоящую из перестраиваемого лазера и эрбиевого волоконного усилителя.

Важной характеристикой процесса ЧВС является величина параметрического усиления. При выполнении условия фазового синхронизма ненасыщенное усиление за проход по световоду в предположении неистощённой накачки записывается как $\text{sh}^2(\phi_{NL})$, где $\phi_{NL} = \gamma P_p l_f$ — нелинейный набег фазы в световоде, являющийся мерой мощности накачки P_p , а l_f и γ — длина и коэффициент нелинейности световода соответственно (см., например, [72]). В импульсных ВОПГ используются большая пиковая мощность накачки и относительно небольшие длины световода. При пиковых мощностях накачки в десятки киловатт нелинейный набег фазы ϕ_{NL} может быть увеличен до нескольких сотен (100–700), что позволяет генерировать излучение в однопроходной схеме в видимом и среднем ИК диапазонах с большими частотными отстройками генерируемых волн относительно накачки $\sim 160 - 185$ ТГц (см., например, [73]).

Для увеличения эффективности преобразования, как и в случае объёмных параметрических генераторов, волоконный световод помещают в резонатор, формирующий обратную связь для сигнальной волны, рождаемой в параметрическом процессе. Это однорезонансная схема. Двухрезонансная схема не получила распространения на практике, так как из-за чувствительности процесса к фазам при одновременном заведении на вход нелинейного световода излучения стоксовой и антистоксовой волн (с помощью резонатора) на выходе ВОПГ могут наблюдаться флуктуации мощности генерации. Перестройка длины волны генерации осуществляется чаще всего при изменении длины волны накачки или при использовании внутррезонаторного перестраиваемого фильтра (см., например, [74]).

Из-за мощностных ограничений в непрерывных ВОПГ нелинейный набег фазы достигает относительно небольших величин $\phi_{NL} \sim 4 - 10$ даже при использовании световодов длиной несколько сотен метров (см., например, [74, 75]). Простое увеличение длины световода для увеличения параметрического усиления имеет ограниченную целесообразность, поскольку, с одной стороны, приводит к сужению области фазового синхронизма, а с другой стороны, может не привести к увеличению интегрального параметрического усиления при больших частотных отстройках из-за флуктуаций диаметра сердцевины и дисперсии по длине волоконного световода [68]. Данный факт ограничивает создание непрерывных ВОПГ. Параметрические отстройки разработанных непрерывных ВОПГ ограничивалась величиной 15 ТГц [74, 75]. При этом стоксова компонента усиливалась за счет совместного комбинационного и параметрического усиления, а её мощность доходила до 1 Вт [74]. Несмотря на большое усиление, мощность излучения на антистоксовой длине волны не превышала 100 мВт из-за малого коэффициента выведения из резонатора [75] или больших потерь ($\sim 90\%$) для сигнальной волны [74].

Отметим, что на момент начала работы непрерывное ЧВС с генерацией в области менее 1 мкм исследовалось только в однопроходной схеме в режиме преобразователя частоты [76, 77], когда на вход нелинейного световода необходимо посылать вместе с накачкой излучение сигнальной затравки. Непрерывные ВОПГ разрабатывались только для области 1,5 мкм. Для перехода в спектральную область менее 1 мкм необходимо учитывать несколько важных моментов. Во-первых, в этой области в несколько раз увеличиваются оптические потери в кварцевом световоде. Во-вторых, из-за специфики изготовления неоднородность используемых в этом спектральном диапазоне микроструктурированных световодов может быть выше, чем неоднородность HNL DSF световодов, что приведёт к уменьшению величины параметрического усиления.

Поставленные вопросы требовали проведения экспериментальных исследований и позволили сформулировать *основную цель* настоящей диссертационной работы как расширение рабочего диапазона перестраиваемых волоконных лазерных источников, в первую очередь, иттербиевого волоконного лазера, за счёт использования нелинейных оптических явле-

ний и экспериментальное исследование этих процессов с целью повышения эффективности нелинейного преобразования излучения волоконных лазерных источников.

Достижение поставленной цели требовало решения следующих *задач*:

1. Описание формы линии генерации иттербиевого волоконного лазера (ИВЛ) и определение факторов, влияющих на её ширину.
2. Создание простых и надёжных схем перестройки частоты иттербиевых лазеров в полностью волоконном исполнении.
3. Расширение спектрального диапазона генерации перестраиваемого ИВЛ за счёт процесса ВКР и сравнение полученного спектра генерации волоконного ВКР-лазера с ИВЛ.
4. Исследование возможности преобразования излучения непрерывных перестраиваемых волоконных лазеров в видимый диапазон путём удвоения частоты в нелинейных кристаллах и полингованных волоконных световодах.
5. Исследование влияния количества продольных мод и ширины спектра генерации на эффективность удвоения частоты волоконных лазеров.
6. Создание непрерывных волоконных лазеров с большим диапазоном перестройки в области < 1 мкм за счёт параметрического преобразования в волоконном световоде.

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

Первая глава посвящена описанию физики и техники волоконных лазеров. Она имеет в основном методическое значение. В параграфе 1.1 дано общее описание типов резонаторов, видов зеркал и методов заведения излучения оптической накачки в световод. В параграфе 1.2 обсуждается насыщение усиления и расчёт мощности генерации двух типов волоконных лазеров, работающих за счёт ионов иттербия и процесса ВКР в активных и пассивных световодах соответственно. Насыще-

ние усиления в иттербиевых световодах имеет относительно большую однородную ширину [78] в сравнении с характерной шириной спектра генерации (≤ 1 нм). Для описания насыщения ВКР-усиления приведены результаты собственных измерений методом когерентной активной спектроскопии комбинационного рассеяния. Показано, что в фосфосиликатном световоде насыщение усиления компоненты со стоксовым сдвигом около 40 ТГц происходит однородно по спектру, а основным механизмом насыщения является истощение накачки. В параграфе 1.3 описывается процедура записи ВБР в пассивных световодах и приводятся характерные параметры таких зеркал.

Вторая глава посвящена вопросам описания формы и ширины спектра генерации, а также способам перестройки частоты в иттербиевых волоконных лазерах. Для эффективного нелинейного преобразования зачастую требуется излучение с малой шириной спектра, поэтому в первом параграфе данной главы рассказывается об экспериментальном исследовании формы спектра генерации многомодового лазера мощностью до 12 Вт и механизмов его уширения с ростом мощности. Малость ширины спектра (< 40 пм) и относительно небольшая длина резонатора ИВЛ (~ 10 м) позволили построить аналитическую модель уширения спектра на основе эффекта фазовой самомодуляции (ФСМ) в пренебрежении дисперсией групповых скоростей разных мод. Теоретически и экспериментально продемонстрировано, что форму линии генерации описывает функция гиперболического секанса, а ширина спектра линейно растёт с выходной мощностью. При этом показано, что выжигание дыр инверсии стоячей волной в линейном резонаторе приводит к дополнительному уширению спектра, а при мощностях менее 1 Вт – к режиму самоподдерживающихся импульсов с самосканированием узкой линии генерации. Режим самосканирования частоты более подробно рассмотрен во втором параграфе главы. Показано, что самосканирование сопровождается релаксационными колебаниями мощности. При переходе в непрерывный режим спектр уширяется скачкообразно. Диапазон периодического самосканирования частоты зависит от ширины спектра потерь в резонаторе и может достигать 16 нм при использовании широкополосных зеркал. Дано качественное объяснение эффекта с учётом формирования стоячей

волной продольной периодической модуляции инверсии населённости, проявляющейся в модуляции усиления и показателя преломления согласно соотношениям Крамерса-Кронига [79]. Вопросы перестройки частоты с применением волоконных зеркал описаны в параграфе 2.3. Здесь описаны два конструктивных подхода для сжатия ВБР, которые успешно применены для создания перестраиваемых лазеров в полностью волоконном исполнении с выходной мощностью на уровне нескольких Ватт как в стандартном диапазоне генерации ИВЛ вблизи 1090 нм, так и в коротковолновом – вблизи 1030 нм.

Третья глава посвящена вопросам удвоения частоты перестраиваемых ИВЛ. Параграф 3.1 имеет методическое значение. В нём описаны основные уравнения непрерывной ГВГ сфокусированных гауссовых пучков, приведены условия и методы получения синхронизма, рассмотрено влияние сноса энергии в нелинейных кристаллах. Кроме того, обсуждается генерация гармоник в волноводах и модификация уравнений при выполнении условия квазисинхронизма. Второй параграф главы посвящен экспериментальному исследованию увеличения эффективности ГВГ за счёт статистических флуктуаций интенсивности многочастотного излучения иттербиевого лазера. Работа проводилась на примере кристаллов титанил-фосфата калия (KTiOPO_4 или КТР) со II типом синхронизма и РДС-кристалла ниобата лития (LiNbO_3), ppLN, с квазисинхронизмом. Показано, что статистический выигрыш не зависит от типа синхронизма и составляет от 1,5 до 1,65 раза при ширине спектра генерации много меньшей ширины синхронизма. Эта величина незначительно отличается от коэффициента 2, характерного для случая независимых фаз многочастотного излучения с гауссовой статистикой. Отличие может быть связано с частичной фазировкой мод из-за однородности насыщения усиления в ИВЛ.

Параграф 3.3 посвящен вопросам удвоения частоты перестраиваемых ИВЛ в кристаллах КТР различных конфигураций. Сначала описывается расчёт синхронизма и выбор геометрии кристалла для компенсации сноса энергии при наклонном падении излучения на поверхность кристалла. Известно, что компенсация сноса позволяет увеличить эффективность генерации гармоники (см., например, [80]). Нами теоретически и экспе-

риментально исследовался вопрос использования таких кристаллов при перестройке синхронизма за счёт изменения угла падения. Исследования проводились в трёх главных плоскостях кристаллов КТР в диапазоне от 1020 до 1120 нм. Экспериментально показано, что методика компенсации позволяет получить высокую эффективность при перестройке основного излучения на 20 нм для плоскости XY. Для плоскости XZ удалось продемонстрировать относительно высокий полный коэффициент эффективной нелинейности $P_2/P_1^2 \sim 8 \times 10^{-4} \text{ Вт}^{-1}$ при генерации второй гармоники с плавной перестройкой в диапазоне 540–560 нм при использовании только одного кристалла. Далее изложены результаты по внутрирезонаторному удвоению частоты ИВЛ в кристалле КТР. Получено увеличение мощности второй гармоники от 4 до 8 раз (в зависимости от диапазона генерации) по сравнению с внерезонаторной схемой удвоения частоты. При внутрирезонаторном удвоении использовалась двухпроходная схема, в которой излучение основной и второй гармоник идёт через оптические элементы, расположенные за нелинейным кристаллом. Наличие дисперсии в этих элементах приводит к возникновению разности фаз у волн второй гармоники, генерируемых на первом и втором проходе. При перестройке длины волны эта разность фаз изменялась, приводя к значительной дополнительной модуляции перестроечной кривой при внутрирезонаторном удвоении по сравнению с внерезонаторным случаем. Экспериментально показано, что добавление компенсирующего дисперсию элемента устраняет эту модуляцию. В заключительном параграфе главы приведены результаты по ГВГ внутри подготовленного специальным образом волоконного световода. При термическом полинге в постоянном электрическом поле в световоде создаётся постоянное электрическое поле, что приводит к возникновению квадратичной нелинейности. Для обеспечения квазисинхронизма это поле периодически стирается. При импульсном возбуждении ранее была получена высокая эффективность ГВГ в области 780 нм [81]. При удвоении частоты непрерывного ИВЛ удалось получить ГВГ, но с относительно низкой эффективностью из-за значительных потерь в образце для излучения как основной, так и второй гармоник.

В четвёртой главе обсуждаются характеристики волоконных лазе-

ров, использующих процесс ВКР. В первом параграфе главы проводится сравнение спектров генерации ВКР и иттербиевых лазеров. Показано, что форма спектра в обоих случаях — гиперболический секанс, а характер уширения с ростом мощности различен: корневой и линейный соответственно. Второй параграф посвящён созданию перестраиваемых ВКР источников излучения при оптической накачке перестраиваемыми ИВЛ. Предложена конструкция перестраиваемой ВБР, приклеенной к общей изгибной пластине. Рассматриваются ограничения, возникающие при использовании такой конструкции. В последнем параграфе главы приводятся результаты по ГВГ излучения ВКР-лазера с преобразованием в красную область (655 нм). Ширина спектра генерации ВКР-лазеров достигает двух нанометров. Эффективная ГВГ при этом затруднена. В работе [51] утверждалось, что для расчёта мощности ГВГ достаточно учесть часть мощности основного излучения, попадающую в область синхронизма нелинейного кристалла. Однако наши эксперименты показали, что необходимо также учитывать процессы суммирования частот отдельных спектральных компонент, которые приводят к росту мощности ГВГ, даже когда мощность основного излучения в области синхронизма перестаёт расти. Кроме того, при малой ширине линии генерации многочастотного ВКР-лазера также наблюдается статистический выигрыш в эффективности ГВГ по сравнению со случаем одночастотного излучения.

Пятая глава посвящена вопросам параметрического преобразования частоты при накачке перестраиваемыми ИВЛ. В первом параграфе, имеющем методический характер, изложены основные уравнения четырёхволнового смешения (ЧВС) и методы получения синхронизма в одномодовых световодах. Во втором параграфе приводятся результаты измерения кривых синхронизма в коммерчески доступном световоде с сохранением поляризации LMA-PM-5 фирмы NKT Photonics для двух случаев: 1) поляризации всех взаимодействующих волн совпадают (скалярный тип синхронизма), 2) волны накачки распространяются в разных поляризационных модах (векторный тип синхронизма). В экспериментах наблюдалось рождение антистоксовой волны в результате процесса ЧВС при одновременной подаче накачки и стоксовой волны на вход световода.

При этом, частотные отстройки сигнальной (стоксовой) волны и накачки достигали 100 ТГц как в случае скалярного, так и векторного типов синхронизма, а длина волны антистоксовой компоненты уменьшалась до ~ 750 нм при использовании ИВЛ в качестве накачки. В третьем параграфе выведено аналитическое решение для положения частотных ветвей векторного синхронизма, согласующееся с результатами измерений и численных расчётов вплоть до отстроек в 60 ТГц. В четвёртом параграфе главы экспериментально продемонстрирована генерация антистоксовой волны с эффективностью 15% по отношению к мощности стоксовой компоненты поступающей на вход волоконного световода при величине частотной отстройки 16 ТГц. Такая относительно высокая эффективность позволила отказаться от необходимости использования стоксовой волны и создать однорезонаторный параметрический генератор, о котором рассказывается в последнем параграфе главы. В резонаторе накапливалось излучение стоксовой волны, а излучение накачки и антистоксовой волн выходило после одного обхода. В такой конфигурации удалось продемонстрировать рекордные для непрерывного режима частотные отстройки генерируемой волны до 38 ТГц. При этом, перестройка антистоксова излучения реализована в диапазоне от 923 до 1005 нм. В последнем параграфе также обсуждается влияние ширины линии накачки и конкурирующих нелинейных процессов на параметрическую генерацию.

Полученные в диссертации экспериментальные результаты позволили впервые осуществить эффективное нелинейное преобразование излучения непрерывных перестраиваемых волоконных лазеров в диапазон 0,5–1 мкм.

Практическая ценность полученных результатов определяется возможностью их использования в качестве эффективных источников излучения для проточной цитометрии и конфокальной микроскопии, а также для спектроскопии комбинационного рассеяния и классической лазерной спектроскопии.

Основные результаты работы по тематике диссертации опубликованы в 21 статье в рецензируемых журналах [82-102] и 15 статьях в сборниках трудов международных конференций [103-117]. Приоритетная работа по перестройке с помощью ВБР и внутрирезонаторному удвоению частоты

волоконного иттербиевого лазера [86] процитирована в обзорах [118, 119].

Результаты работы были доложены на 27 конференциях: European Conference on Optical Communications ECOC 2006 и 2008 (Cannes, 2006; Brussels, 2008); Optical Amplifiers and Their Applications Topical Meeting OAA 2006 (Whistler, 2006); Int. Conf. "Laser Optics" 12, 13 и 15 (С.-Петербург, 2006; С.-Петербург, 2008; С.-Петербург, 2012); Advanced Solid State Photonics 2007 (Vancouver, 2007); Optical Fiber Communication Conference 2007 и 2008 (Anaheim, 2007; San Diego, 2008); CLEO/Europe-IQEC 2007 и 2013 (Munich, 2007; Munich, 2013); ICONO/LAT 2007, 2010 и 2013 (Минск, 2007; Казань, 2010; Москва, 2013); 13th Int. Conf. on Methods of Aerophysical Research, ICMAR XIII (Новосибирск, 2007); Int. Symposium Modern Problems of Laser Physics 5 и 6 (Новосибирск, 2008; Новосибирск, 2013); International Laser Physics Workshop LPHYS 19 и 20 (Foz do Iguaçu, Brazil. 2010; Sarajevo, 2011); SPIE Photonics West 2012 (San Francisco, 2012); SPIE Photonics Europe (Brussels, 2012); 1-3 и 5-й Российский семинар по волоконным лазерам (Новосибирск, 2007; Саратов, 2008, Уфа, 2010, Новосибирск, 2012); 3-я Всероссийская конференция по волоконной оптике (Пермь, 2011); Winter College on Optics: Trends in Laser Development and Multidisciplinary Applications to Science and Industry (Триест, 2013).

Сформулируем основные положения диссертации, выносимые на защиту:

1. Спектр генерации иттербиевого волоконного лазера (ИВЛ) с волоконными брэгговскими решётками (ВБР) имеет форму гиперболического секанса. Ширина линии пропорциональна ширине спектра отражения ВБР, длине резонатора, нелинейности световода и мощности генерации лазера. Эффекты выжигания пространственных дыр инверсии при малых мощностях ИВЛ (< 1 Вт) приводят к самосканированию частоты в пределах спектра отражения ВБР, сопровождающемуся незатухающими релаксационными колебаниями интенсивности.
2. Применение перестраиваемых ВБР в качестве зеркал резонатора позволяет создавать полностью волоконные иттербиевые и ВКР-лазеры с областью непрерывной перестройки в десятки нанометров

при практически постоянном уровне выходной мощности.

3. Линии генерации ИВЛ и волоконных ВКР-лазеров близки по форме, но имеют разную ширину. Значительно большая величина дисперсии в ВКР-лазере приводит к нелинейному характеру уширения спектра с ростом мощности генерации.
4. Удвоение частоты генерации перестраиваемых ИВЛ в кристаллах КТР позволяет создавать эффективные источники видимого излучения в области 510-560 нм с плавной перестройкой длины волны генерации более 20 нм для одного кристалла.
5. Статистический выигрыш при удвоении частоты генерации много-частотного волоконного лазера с линейной поляризацией излучения по сравнению с одночастотным близок к двукратному. Небольшие отличия связаны с отклонением статистики многомодового излучения от гауссовой.
6. Использование двулучепреломляющих световодов с длиной волны нулевой дисперсии в области работы мощных ИВЛ позволяет создавать эффективные непрерывные параметрические генераторы, излучающие в спектральной области менее 1 мкм с диапазоном плавной перестройки около 100 нм.

Глава 1

Физика и техника волоконных лазеров

[82, 83]

1.1. Типы резонаторов, зеркал и методы заведения накачки в волоконных лазерах

Зеркала в лазерах применяют для создания положительной обратной связи. В волоконных лазерах в качестве зеркал резонатора используются как объёмные зеркала и дифракционные решётки, так и волоконные разветвители и брэгговские решётки. Характеристики брэгговских решёток описаны в параграфе 1.3. Схема работы волоконных разветвителей представлена на рис. 2. Волоконные разветвители изготавливают как на основе микрооптики, так и при сплавлении и одновременной вытяжке двух одинаковых световодов. В сплавных разветвителях сердцевины оказываются настолько близко друг к другу, что моды, распространяющиеся в разных сердцевинах, начинают заметно перекрываться, и возникает перекачка излучения между сердцевинами. Данный процесс описывается теорией связанных мод [120, 121]. Как и объёмные зеркала, волоконные

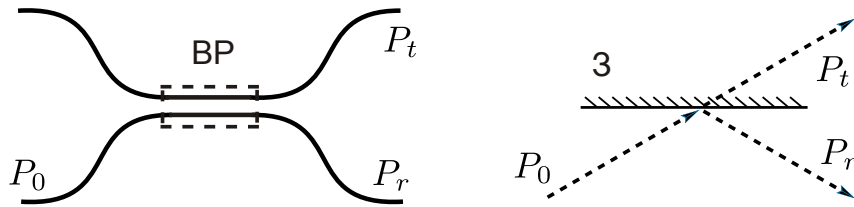


Рис. 2. Схема деления мощности между выходными портами волоконного разветвителя (BP) и аналогичная схема деления пучков объёмным зеркалом (З).

разветвители могут обладать спектральной селективностью и использоваться для объединения/разделения различных спектральных компонент излучения. Спектрально селективные разветвители будем обозначать WDM от английского Wavelength Division Multiplexer.

Резонаторы волоконных лазеров собираются на базе зеркал и разветвителей. Как и у объёмных лазеров, они имеют линейный или кольцевой тип (см., например, [1]). На рис. 3 а представлен пример линейной, а на рис. 3 б, в — кольцевых конфигураций резонаторов непрерывных волоконных лазеров. В схеме (в) при используемом соединении волоконного

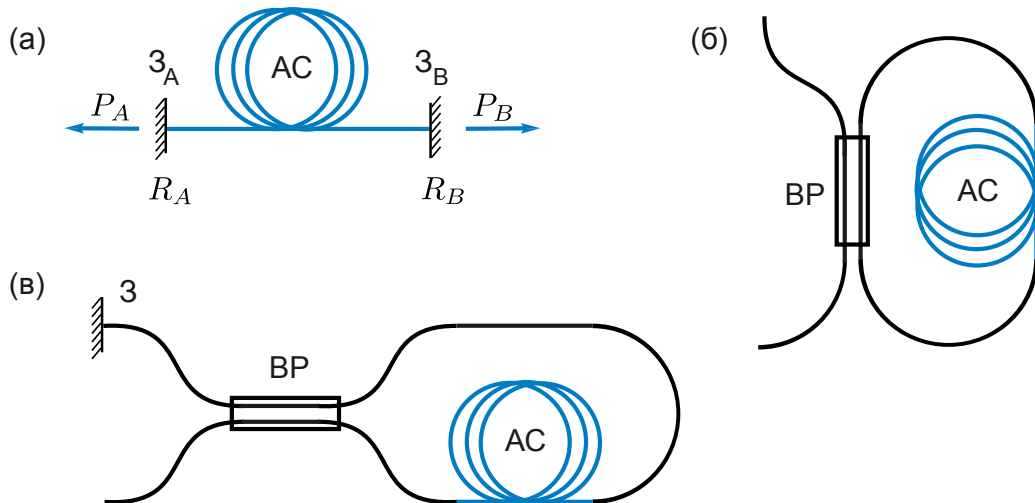


Рис. 3. Схемы линейного (а) и кольцевых (б) и (в) резонаторов волоконных лазеров.

разветвителя (BP) и активного световода (AC) путь внутри кольца становится незамкнутым, поэтому для формирования резонатора требуется дополнительное зеркало (З).

Необходимая для получения генерации величина обратной связи в волоконных лазерах может быть мала благодаря высокому коэффициенту усиления. Даже френелевское отражение от сколотого под прямым углом торца световода может служить выходным зеркалом лазера, ра-

ботающего на редкоземельных элементах. Для предотвращения влияния обратного отражения на генерацию волоконного лазера торец световода просветляют или скалывают под углом $\geq 8^\circ$ при наличии другого выходного зеркала. Скол под углом приводит к тому, что отражённая волна попадает в оболочку и уже практически не может распространяться по сердцевине световода.

Интересно отметить, что в мощных волоконных источниках даже френелевское отражение от торца световода может служить в качестве высокоотражающего зеркала. В этом легко убедиться, учитывая, что при полном обходе резонатора мощность в стационарных условиях не изменяется. Используя обозначения на схеме линейного резонатора рис. 3 а, можно для непрерывного лазера записать отношение мощностей P_A и P_B , выходящих со стороны зеркал с соответствующими коэффициентами отражения R_A и R_B

$$\frac{P_A}{P_B} = \frac{1 - R_A}{1 - R_B} \sqrt{\frac{R_B}{R_A}}. \quad (1.1)$$

Из соотношения видно, что в случае малых коэффициентов отражения $R_{A,B} \ll 1$ отношение мощностей обратно пропорционально корню из отношения коэффициентов отражения. Учитывая этот факт, в работе [122], направленной на создание мощного широкополосного источника усиленного спонтанного излучения в области 2 мкм, в качестве глухого зеркала использовался торец световода сколотый под прямым углом, а в качестве выходного — полированный под углом 14° . Малость отражения зеркал резонатора препятствовала возникновению генерации и сужению выходного спектра до мощностей порядка 11 Вт. Малость заведения излучения в сердцевину от полированного под углом выхода обеспечила значительную величину дискриминации мощностей ($P_A/P_B > 20$) с двух выходов источника.

Аналогичным образом можно показать, что в лазере, использующем в качестве выходного зеркала френелевское отражение от торца световода ($R_A \approx 4\%$), отношение мощностей с двух сторон становится выше десяти, даже когда коэффициент отражения от глухого зеркала относительно небольшой $R_B = 63\%$. Дискриминация мощностей увеличится при дальнейшем увеличении R_B , но абсолютное увеличение мощности

генерации в одну сторону при сохранении суммарных потерь в резонаторе будет мало. Для дальнейшего роста мощности следует уделять существенное внимание увеличению эффективности заведения и поглощения накачки.

Для накачки волоконных световодов относительно часто используются различные варианты торцевого заведения излучения. Для генерации ВКР-лазеров из-за небольшого коэффициента усиления необходимо обеспечить относительно большую плотность мощности для компенсации пассивных потерь. В этом случае используется одномодовая накачка, когда световод лазера накачки приваривается непосредственно к одномодовому световоду на входе ВКР-лазера (левая часть рис. 4).

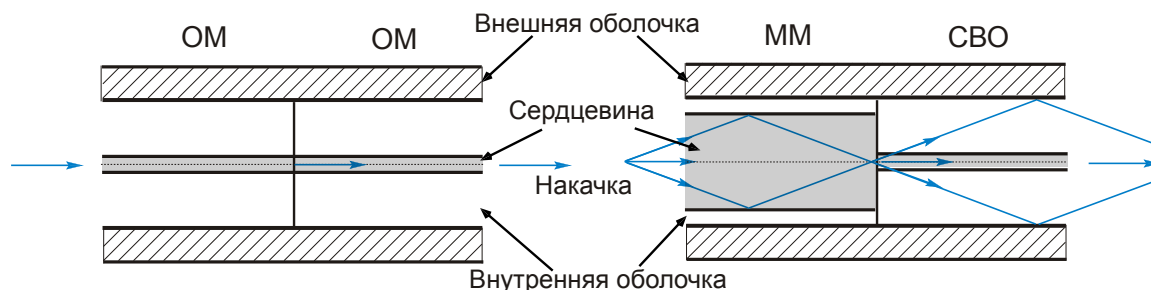


Рис. 4. Схемы торцевой накачки волоконных лазеров при сварке двух одномодовых (ОМ-ОМ) и многомодового световода и световода со световедущей внутренней оболочкой (ММ-СВО).

Легированные редкоземельными элементами активные световоды позволяют снизить требования к необходимой для преодоления потерь плотности мощности накачки в области сердцевин, что открывает возможность применения многомодовой накачки. Многомодовые полупроводниковые лазеры в сочетании со световодами с двойной оболочкой используются для создания мощных волоконных лазеров с активной средой легированной редкоземельными элементами. Схема хода лучей накачки при сварке многомодового световода и световода с двойной оболочкой представлена на правой части рис. 4. Излучение накачки за счёт отражения от внешней оболочки распространяется по внутренней световедущей оболочке и поглощается в сердцевине, индуцируя переходы между уровнями легирующей добавки. В результате селективного по сечению световода поглощения накачки создаются условия для усиления одномодового излучения, распространяющегося по сердцевине. При этом, эффективность

поглощения накачки зависит не только от отношения площадей, но и от формы внутренней оболочки и положения сердцевины в ней [123]. Так при симметричном расположении и круглой форме оболочки значительная часть мод излучения накачки не пересекает область сердцевины и не участвует в процессе генерации. Результаты экспериментальных исследований по этому вопросу можно найти, например, в работах [4, 124]. Для увеличения поглощения многомодовой накачки на практике часто используют квадратную, шестигранную и восьмигранную форму внутренней оболочки. Так называемая D-образная форма получила меньшее распространение из-за сложности достижения малых потерь при сварке с круглыми световодами, поскольку в процессе сварки торец волокна размягчается, и силы поверхностного натяжения смещают положение сердцевины. Применение симметричной геометрии сечения световода облегчает получение малых сварных потерь.

При торцевом методе заведения излучения многомодовой накачки относительно часто встаёт вопрос защиты многомодовых диодов от генерируемого одномодового излучения. Стандартным решением в случае непосредственной сварки световодов (рис. 4) является использование высокоотражающих волоконных зеркал, ВБР, имеющих световедущую оболочку. Другим решением, находящим применение вплоть до киловаттных мощностей (см., например, [21]), является использование объёмной оптики, позволяющее стандартным образом разделить излучение генерации и накачки при помощи селективного зеркала (см. рис. 5 а).

Есть ряд вариантов защиты источников накачки в полностью волоконном исполнении с возможностью объединения излучения нескольких лазеров. Примером такого решения является использование волоконных объединителей накачки с сигнальным входом типа $(N+1) \times 1$ (см., например, работу [125] и ссылки на патенты в ней). В этих устройствах сборка из N многомодовых и одного одномодового световода в определённом месте разогревается и вытягивается в общий световод, а затем приваривается к световоду с двойной оболочкой (см. рис. 5 б). При этом сердцевины входных одномодового и многомодовых световодов стыкуются с сердцевиной и оболочкой выходного световода, соответственно. Такие объединители накачек применяют при сборке усилителей, а также поме-

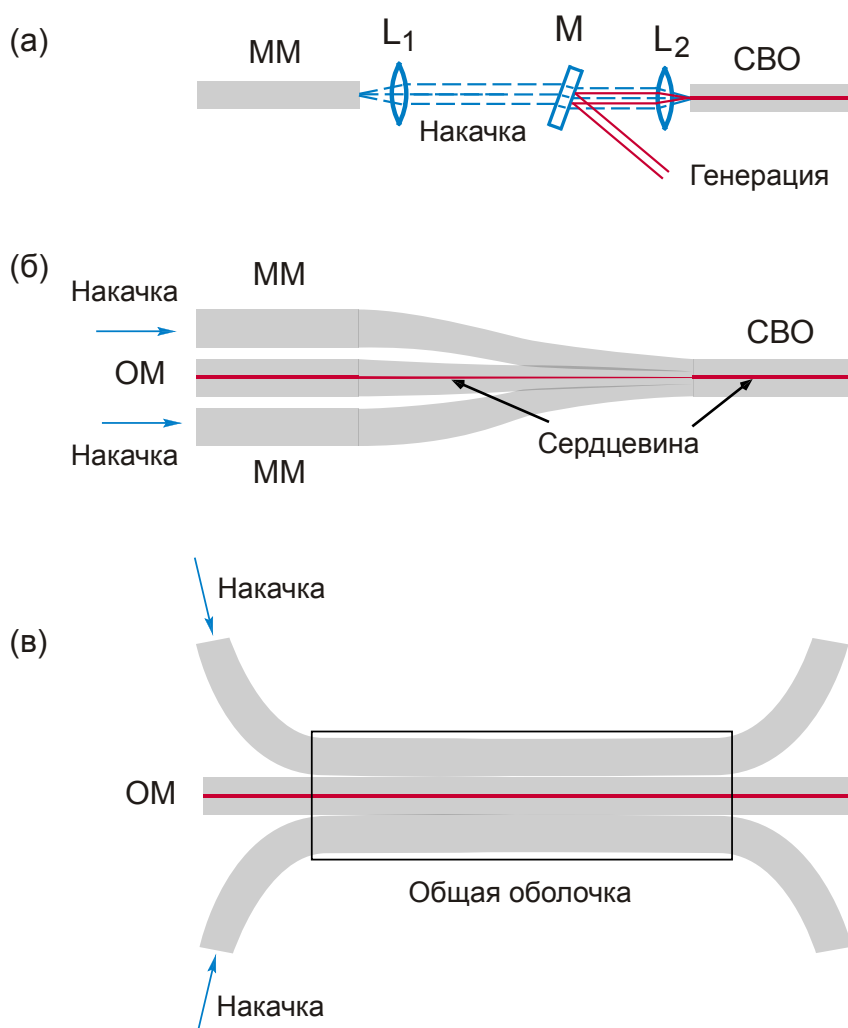


Рис. 5. Схемы накачки волоконных лазеров, позволяющие защитить лазеры накачки от генерируемого в сердцевине излучения: а) с применением объёмной оптики; б) с использованием объединительей накачек со сборкой многомодовых (ММ) и одним одномодовым (ОМ) входными портами; в) с использованием многоэлементных световодов с общей внешней оболочкой.

падают внутрь резонатора лазера, если волоконное зеркало резонатора не пропускает излучение накачки по своей оболочке.

Интересным является техническое решение заведения многомодовой накачки, в котором внутренняя световедущая оболочка активного световода включает в себя набор однородных по сечению кварцевых волокон (GTWave-световоды [126, 127, 128]). Схематическое изображение такого световода представлено на рис. 5 в. В активном световоде происходит генерация излучения, а накачка заводится через пассивные. В процессе распространения накачка, перераспределяясь по световодам, поглощается преимущественно только в активной сердцевине. Данная архитекту-

ра позволяет увеличивать количество пассивных (активных) световодов во внутренней оболочке. Таким способом можно увеличить количество диодов накачки, а следовательно и мощность генерации одного волоконного лазера. На момент проведения работ коммерческая доступность световодов с многоэлементной первой оболочкой была низкая, поэтому в большей части исследований использовался вариант с объединителями накачек (ITF, Gooch&Housego, Opneti).

1.2. Насыщение усиления и мощность генерации волоконных лазеров

Особенности работы лазера во многом зависят от характеристик активной среды. В качестве активной среды служат как пассивные световоды, так и легированные редкоземельными элементами. В пассивных световодах генерация возможна благодаря нелинейным эффектам: вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), четырёхволнового смешения (ЧВС). Для этих процессов характерен быстрый отклик на изменение мощности накачки. В активных световодах в процесс генерации вовлечены переходы между уровнями легирующей добавки, поэтому энергия накачки может быть запасена в среде, а переходные процессы могут проходить существенно дольше в сравнении с временем обхода резонатора. Вначале рассмотрим случай активных световодов.

1.2.1. Насыщение усиления и мощность генерации в иттербиевом волоконном лазере (ИВЛ)

Описание мощности генерации волоконных лазеров обычно проводят в рамках балансной модели. Ниже будет описан подход, использованный в [129]. Для полноты рассмотрим четырёхуровневую систему (рис. 6). Излучение накачки переводит ион на уровень 3, с которого он быстро релаксирует на метастабильный уровень 2. Переход 2→1 осуществляется с излучением кванта света. Затем ион возвращается в основное со-

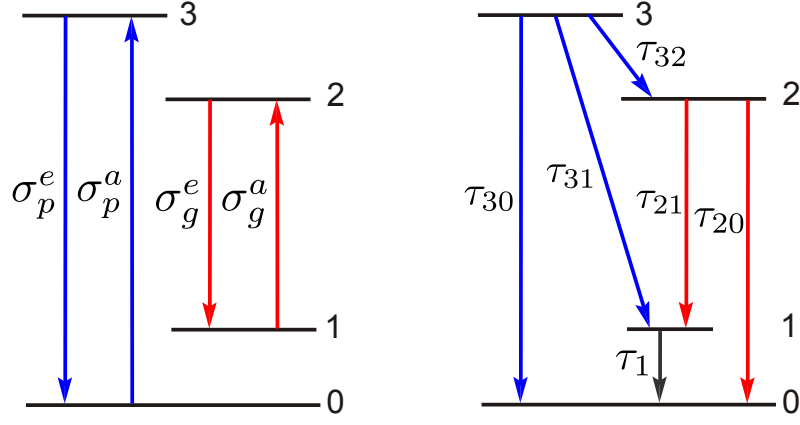


Рис. 6. Схема переходов в четырёхуровневой системе.

стояние. Переходы $1 \rightarrow 0$ и $3 \rightarrow 2$ являются безызлучательными. Инверсия населённости создаётся за счёт малости времени распада на уровнях 3 и 1: $\tau_{32}, \tau_1 \ll \tau_{21}$. Балансные уравнения для такой схемы можно выписать в виде:

$$N_t = N_0 + N_1 + N_2 + N_3, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = \sum_{k=1}^{K_p} I_{p,k} (N_0 \sigma_{p,k}^a - N_3 \sigma_{p,k}^e) - \frac{N_3}{\tau_3}, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \sum_{k=1}^{K_g} I_{g,k} (N_0 \sigma_{g,k}^a + N_1 \sigma_{g,k}^{a*} - N_2 \sigma_{g,k}^e) - \frac{N_2}{\tau_2} + \frac{N_3}{\tau_{32}}, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = - \sum_{k=1}^{K_g} I_{g,k} (N_1 \sigma_{g,k}^{a*} - N_2 \sigma_{g,k}^e) - \frac{N_1}{\tau_1} + \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{31}}. \quad (1.5)$$

Здесь N_t — плотность активных ионов в единице объёма, N_i — плотность активных ионов на i -ом уровне в единице объёма, K_p, K_g — количество волн (продольных мод) накачки и генерируемых сигнальных волн соответственно, $I_{p,k}, I_{g,k}$ — интенсивность k -ой волны накачки и генерации, $\sigma_{g,k}^e, \sigma_{p,k}^e, (\sigma_{g,k}^a, \sigma_{p,k}^a)$ — сечение излучения (поглощения) генерируемой сигнальной волны и накачки соответственно, τ_{ij} — время распада с i -го уровня на j -й. Обозначение $\sigma_{g,k}^{a*}$ введено для описания поглощения генерируемой волны на переходах с нижнего лазерного уровня. Такая запись уравнений обеспечивает их использование для описания двух-, трёх- или четырёхуровневых систем с учётом следующих особенностей:

Двухуровневые системы: $N_1 = N_3 = 0, \sigma_{g,k}^{a*} = 0,$

Трёхуровневые системы: $N_1 = 0$, $\sigma_{g,k}^{a*} = 0$,

Четырёхуровневые системы: $\sigma_{g,k}^a = 0$.

Изменение мощности волн накачки и сигнала описывается следующими интегралами:

$$\frac{\partial P_{p,k}}{\partial z} = \xi_{p,k} \int (N_3 \sigma_{p,k}^e - N_0 \sigma_{p,k}^a) I_{p,k} dS, \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial P_{g,k}}{\partial z} = \xi_{g,k} \int (N_2 \sigma_{g,k}^e - N_1 \sigma_{g,k}^{a*} - N_0 \sigma_{g,k}^a) I_{g,k} dS, \quad (1.7)$$

где величина $\xi_{i,k}$ равна $+1$ при распространении в направлении $+z$ и -1 при распространении в направлении $-z$. Интегрирование производится в поперечной плоскости в бесконечных пределах, $dS = r dr d\phi$ в цилиндрической системе координат. Возможность учёта спонтанных переходов включена в теорию (слагаемое N_2/τ_2 в уравнении (1.4)). Усиленным спонтанным излучением пренебрегается. Кроме того, в уравнениях пренебрегается ненасыщающимися потерями, проявляющимися в большей степени в высоколегированных световодах, по сравнению с коэффициентом поглощения и потерями на дискретных элементах.

В стационарных условиях производные по времени в уравнениях (1.3)–(1.5) можно обратить в ноль. Произведя интегрирование в уравнениях (1.2)–(1.5) в поперечной плоскости и нормировку на эффективную площадь легирующей добавки S_{eff}^c , можно перейти от интенсивностей, зависящих от поперечных координат, к мощностям. Зависимость от поперечных координат переходит в эффективную площадь S_{eff}^c , среднюю плотность ионов \bar{N}_t и интегралы перекрытия Γ_i . В интеграле перекрытия учитывается различие диаметра моды излучения и сердцевины активного световода. При распространении сигнала по сердцевине волоконного световода принимаем профиль моды гауссовым. Интеграл перекрытия можно оценить как $\Gamma_g = 1 - \exp[-2\rho^2/w^2]$, где ρ – радиус сердцевины, w – радиус профиля моды. В волоконных световодах с двойной оболочкой излучение многомодовой накачки распространяется по внутренней оболочке. В этом случае, следуя работе [7], интеграл перекрытия оценивается как отношение площадей внутренней оболочки и сердцевины $\Gamma_p = (\rho/\rho_f)^2$, где ρ_f – радиус внутренней оболочки.

Решая уравнения (1.2)–(1.7), можно перейти к дифференциальным

уравнениям на мощности накачки и генерируемого сигнала, и получить соотношения между входными и выходными мощностями после интегрирования по длине активного световода от $z = 0$ до $z = l_a$:

$$P_{p,k}^{out} = P_{p,k}^{in} \exp \left\{ -\alpha_{p,k} l_a + \frac{P_p^{in} - P_p^{out}}{P_p^{IS}(\lambda_k)} + \frac{P_g^{in} - P_g^{out}}{P_p^{CS}(\lambda_k)} \right\}, \quad (1.8)$$

$$P_{g,k}^{out} = P_{g,k}^{in} \exp \left\{ -\alpha_{g,k} l_a + \frac{P_g^{in} - P_g^{out}}{P_g^{IS}(\lambda_k)} + \frac{P_p^{in} - P_p^{out}}{P_g^{CS}(\lambda_k)} \right\}, \quad (1.9)$$

где P_p^{in} и P_p^{out} , (P_g^{in} и P_g^{out}) — суммарные по индексам k входная и выходная мощности накачки (генерации) соответственно, $\alpha_{p,k}$, ($\alpha_{g,k}$) — ненасыщенные коэффициенты поглощения волн накачки (генерации), определяемые согласно выражению:

$$\alpha(\lambda_k) = \Gamma(\lambda_k) \overline{N}_t \sigma_k^a(\lambda_k). \quad (1.10)$$

Мощности насыщения поглощения P_i^{IS} (P_i^{CS}) полями действующими на рассматриваемом (смежном) переходе определяются типом системы. Приведённые выражения (1.8) и (1.9) универсальны, поскольку зависимость от схемы уровней вошла в виде коэффициентов. Для двухуровневой системы мощности насыщения переходов по определению совпадают $P_i^{IS} \equiv P_i^{CS} = P_i^{sat}$, а мощности насыщения для волн накачки и усиляемого сигнала могут различаться:

$$P_p^{sat} = \frac{S_{\text{eff}}^c}{\Gamma_p} \frac{1}{\tau_2} \frac{1}{\sigma_p^e + \sigma_p^a}, \quad (1.11)$$

$$P_g^{sat} = \frac{S_{\text{eff}}^c}{\Gamma_g} \frac{1}{\tau_2} \frac{1}{\sigma_g^e + \sigma_g^a}. \quad (1.12)$$

Можно отметить, что двухуровневая модель использовалась для описания итербиевых волоконных усилителей в работе [8].

Выражения (1.8) и (1.9) описывающие работу волоконного усилителя, можно применить при расчёте мощности лазера. На рисунке 7 приведено схематическое изображение элементов лазера и обозначение взаимодействующих волн. Принимая во внимание факт, что в стационарных условиях усиление равно потерям при полном обходе резонатора, и используя

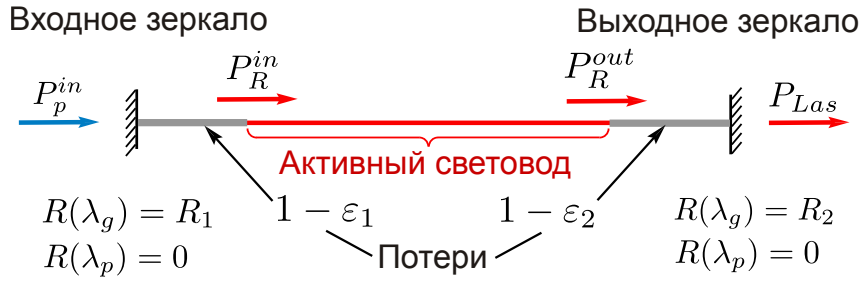


Рис. 7. Конфигурация волоконного лазера с линейным резонатором.

указанные уравнения, можно получить выражение для выходной мощности волоконного лазера в виде линейной зависимости от мощности накачки:

$$P_{Las} = \eta(P_p^{in} - P_p^{th}), \quad (1.13)$$

где

$$P_p^{th} = \frac{\hbar\omega_p P_g^{CS}(\alpha_g l_a - \ln(\epsilon R))}{1 - (G_{max} \epsilon R)^{-\delta}} \quad (1.14)$$

— пороговая мощность генерации;

$$\eta = \frac{\eta_q \epsilon_2 (1 - R_2)}{T_{eff}} \frac{P_g^{IS}}{P_g^{CS}} [1 - (G_{max} \epsilon R)^{-\delta}] \quad (1.15)$$

— дифференциальная эффективность преобразования; $\eta_q \approx \frac{\lambda_p}{\lambda_g}$ — квантовая эффективность преобразования излучения накачки λ_p в генерируемую волну λ_g ; R_1, R_2 — коэффициенты отражения плотного входного и выходного зеркал соответственно; $(1 - \epsilon_1), (1 - \epsilon_2)$ — потери на сварном шве между соответствующими зеркалами и активным световодом (см. рис. 7); $T_{eff} = (1 - \epsilon_2^2 R_2) + (1 - \epsilon_1^2 R_1) \frac{\epsilon_2^2 R_2}{\epsilon R}$; $\epsilon = \epsilon_1 \epsilon_2$; $R^2 = R_1 R_2$; $G_{max} = \exp[(\alpha_p / \delta - \alpha_g) l_a]$ — максимальный коэффициент усиления; $\delta = \frac{P_g^{CS}}{P_p^{IS}}$ — отношение мощностей насыщения генерируемой сигнальной волны и волны накачки. Мощности насыщения поглощения определяются временами распада уровней, и можно считать, что $P_g^{CS} \approx P_g^{IS} \equiv P_g^{sat}$ и $P_p^{CS} \approx P_p^{IS} \equiv P_p^{sat}$ при $\tau_{32}, \tau_1 \ll \tau_{21}$.

Таким образом, зная параметры активного волоконного световода, а также характеристики зеркал и резонатора лазера, можно рассчитать мощность генерации лазера. В связи с тем, что выходная мощность пропорциональна не абсолютной величине, а разности текущего и порогового значений мощности накачки, во многих работах приводят значение

дифференциальной эффективности. В заключение отметим, что балансные уравнения подразумевают однородное насыщение усиления при генерации многочастотного излучения. Данный факт находит подтверждение в экспериментах с иттербиевыми волоконными усилителями. Так, например, в работе [78] измерено, что в центре рабочей области усилителя интенсивность спонтанного испускания имеет существенно более низкий уровень, чем при отстройке на 20 нм. Из вида этих спектров можно сделать вывод, что ширина выжигаемого провала в спектре усиления превышает 20 нм. Вместе с тем ширина спектра генерации иттербиевых лазеров обычно не превышает одного нанометра. Таким образом, процесс генерации разных спектральных компонент (мод) в многочастотном лазере оказывается взаимосвязан из-за истощения усиления всеми компонентами в пределах ширины линии генерации.

Описание спектра генерации представляет собой довольно сложную задачу. В работе [130] сравнение расчётов с экспериментом удалось провести только на качественном уровне. Разработанная в рамках диссертационной работы аналитическая модель для описания спектра генерации многочастотного узкополосного иттербиевого лазера и её сравнение с результатами экспериментов будет изложено в главе 2.

1.2.2. Насыщение усиления и мощность генерации ВКР-лазера

Возможность получения новых длин волн генерации за счёт эффекта ВКР в пассивных световодах привлекло внимание исследователей с развитием лазерной техники и волоконной оптики. ВКР-лазеры с ваттным уровнем мощности были продемонстрированы в 70-х годах XX века при накачке мощными аргоновыми лазерами видимого диапазона (см., например, [131]). Пассивные потери в световоде были на уровне 17 дБ/км. Уровень потерь в современных одномодовых световодах в диапазоне 1–1,7 мкм на порядок меньше, что существенно снижает требования к мощности лазеров накачки. Использование брэгговских решёток в качестве зеркал резонатора позволило создать эффективные ВКР-лазеры с накачкой волоконными лазерами [28, 29]. Коэффициент ВКР-усиления в

пассивных световодах обратно пропорционален площади моды и составляет единицы $\text{дБ}\cdot\text{км}^{-1}\text{Вт}^{-1}$ (см., например, [132]). Таким образом, при накачке в сердцевину требуется ваттный уровень мощности для компенсации пассивных потерь и достижения режима усиления. Работы по накачке в оболочку хотя и привели к созданию мощных ВКР-лазеров [133], но показали необходимость использования специальных световодов с малым отношением диаметров оболочки и сердцевины. На текущий момент подавляющее большинство ВКР-лазеров накачивается в сердцевину, а характерная длина резонатора составляет сотни метров.

Спектр генерации ВКР-лазеров смещен в длинноволновую область по отношению к накачке. Перестройка частоты накачки позволяет смещать положение пика ВКР-усиления. В германосиликатных световодах стоксов сдвиг составляет 13 ТГц, что соответствует, примерно, 50 и 110 нм при накачке в области генерации иттербиевых и эрбиевых лазеров соответственно. Фосфосиликатные световоды обладают дополнительным пиком ВКР-усиления, смещённым на 40 ТГц относительно линии накачки [134]. Кроме того, излучение генерации в одном каскаде ВКР-лазера может использоваться для накачки следующей стоксовой компоненты, что позволяет создавать многокаскадные лазеры (см. рис. 8) с генерацией на любой длине волны от 1,1 до 2 мкм при накачке мощными иттербиевыми и эрбиевыми лазерами [4]. В таких схемах на входе и выходе

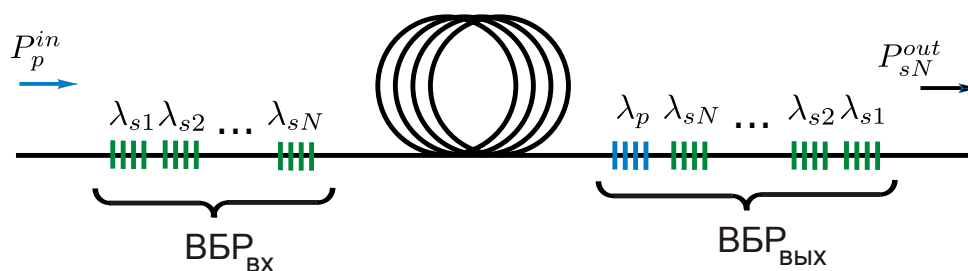


Рис. 8. Упрощённая схема многокаскадного ВКР-лазера.

ВКР-преобразователей устанавливают целые линейки брэгговских решёток (ВБР_{вх} и ВБР_{вых} на рис. 8 соответственно). При этом все решётки линеек являются высокоотражающими за исключением выходной ВБР последнего каскада с максимумом отражения на длине волны λ_{sN} . Часто в выходную линейку добавляют решётку, отражающую излучение λ_p для понижения порога генерации и увеличения эффективности поглощения

накачки.

Для описания генерации однокаскадного ВКР-лазера обычно используют следующую систему уравнений (см., например, [135, 136]):

$$\frac{dP_p^\pm}{dz} = \mp \left[\frac{\lambda_s}{\lambda_p} g_R (P_s^+ + P_s^-) P_p^\pm + \alpha_p P_p^\pm \right], \quad (1.16)$$

$$\frac{dP_s^\pm}{dz} = \pm \left[g_R (P_p^+ + P_p^-) P_s^\pm - \alpha_s P_s^\pm \right], \quad (1.17)$$

где P_p^\pm , P_s^\pm — мощности волны накачки и стоксовой волны соответственно, распространяющихся в положительном (+) и отрицательном (−) направлениях оси OZ , α_p , α_s — коэффициент линейных потерь для накачки и стоксовой волны соответственно, g_R — коэффициент ВКР-усиления световода. Появление множителя λ_s/λ_p связано с уменьшением энергии фотона в процессе ВКР-генерации. Домножив уравнения (1.17) на P_s^\mp и сложив их между собой, можно легко убедиться, что произведение $P_s^+ P_s^-$ остаётся постоянным вдоль световода. Это приводит к тому, что для стоксовой волны можно считать суммарную по направлениям распространения мощность $P_s = P_s^+ + P_s^-$ постоянной по длине в относительно коротком плотном резонаторе с длиной световода l_R , где пассивные нерезонансные потери малы ($\alpha_s l_R \ll 1$), а при отражении от зеркал мощность практически не изменяется $P_s^+ \approx P_s^-$. Данный факт позволяет получить экспоненциальное затухание волны накачки из уравнения (1.16) как при генерации ВКР-излучения, так и без него. При этом генерация ВКР излучения приводит к истощению волны накачки

$$P_p^+(z) = P_p^+(0) \exp \left[- \left(\alpha_p + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} g_R P_s \right) z \right], \quad (1.18)$$

$$P_p^-(z) = P_p^-(l_R) \exp \left[\left(\alpha_p + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} g_R P_s \right) (z - l_R) \right]. \quad (1.19)$$

В случае когда на выходе световода стоит высокоотражающее зеркало на длину волны накачки ($P_p^+(l_R) = P_p^-(l_R)$), для средней мощности накачки можно выписать выражение

$$\overline{P_p} = P_p^+(0) \frac{1 - \exp \{ - [\alpha_p + (\lambda_s/\lambda_p) g_R P_s] 2l_R \}}{[\alpha_p + (\lambda_s/\lambda_p) g_R P_s] l_R}. \quad (1.20)$$

Легко видеть, что интегральное ВКР-усиление определяется этой средней мощностью

$$g_s l_R = g_R \overline{P_p} l_R. \quad (1.21)$$

Безотносительно к предположению о постоянстве средней мощности стоксовой волны вдоль световода из уравнения (1.17) следует, что усиление за проход равно:

$$\frac{P_s^+(l_R)}{P_s^+(0)} = \frac{P_s^-(0)}{P_s^-(l_R)} = \exp \left[- \left(\alpha_s l_R - g_R \int_0^{l_R} (P_p^+(z) + P_p^-(z)) dz \right) \right]. \quad (1.22)$$

При полном обходе резонатора усиление равно потерям в стационарных условиях, поэтому средняя по длине световода мощность накачки должна стать постоянной после достижения порога генерации ВКР-лазера. Однако в работах [137, 138, 139] отмечалось, что в плотном резонаторе наблюдается рост потерь с увеличением мощности генерации. Данный эффект связан с тем, что ширина спектра генерации с ростом мощности становится сравнимой с шириной спектра отражения зеркал резонатора (ВБР), что в свою очередь снижает их эффективный коэффициент отражения.

Для объяснения уширения спектра генерации ВКР-лазера при увеличении мощности в работе [138] было предложено воспользоваться предположением о неоднородном насыщении линии усиления. Это позволило получить качественное согласие предсказаний теории с видом измеряемых спектров. Вместе с тем отмечалось, что форма крыльев линии генерации не описывалась использованной теорией. Долгое время в литературных данных не было согласия по поводу характера насыщения ВКР-усиления. Так в книге [140] говорится об однородном насыщении при малой мощности сигнала. С другой стороны, многоволновая генерация ВКР-лазеров легко достижима (см., например, [141, 142, 143, 144]), что могло служить доказательством неоднородного характера насыщения.

Для проверки вида насыщения ВКР-усиления нами были проведены измерения методом когерентной активной спектроскопии комбинационного рассеяния, применяемой обычно для газовых сред [145]. Данная методика может быть использована и для световодов. При помощи пробно-

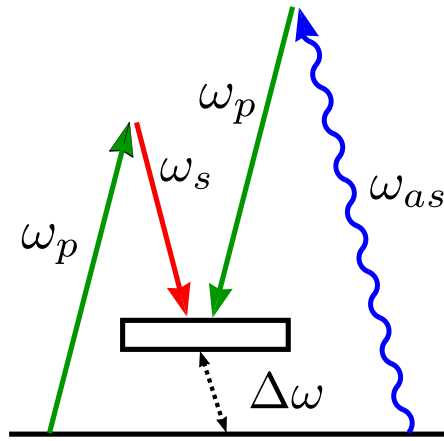


Рис. 9. Схема уровней и переходов когерентной активной спектроскопии комбинационного рассеяния.

го поля регистрируется поглощение антистоксового излучения, индуцированное волной накачки. Измерение спектров ВКР-усиления в световодах для стоксовой и антистоксовой волн проводилось, например в [146]. Добавление стоксовой волны приводит к тому, что два бихроматических поля взаимодействуют с одним двухфотонным переходом $\Delta\omega$ (см., рисунок 9). Спектр поглощения пробного поля с точностью до множителя (λ_s/λ_a) , учитывающего различие энергий квантов стоксова и антистоксова излучения, соответствует спектру усиления стоксовой волны.

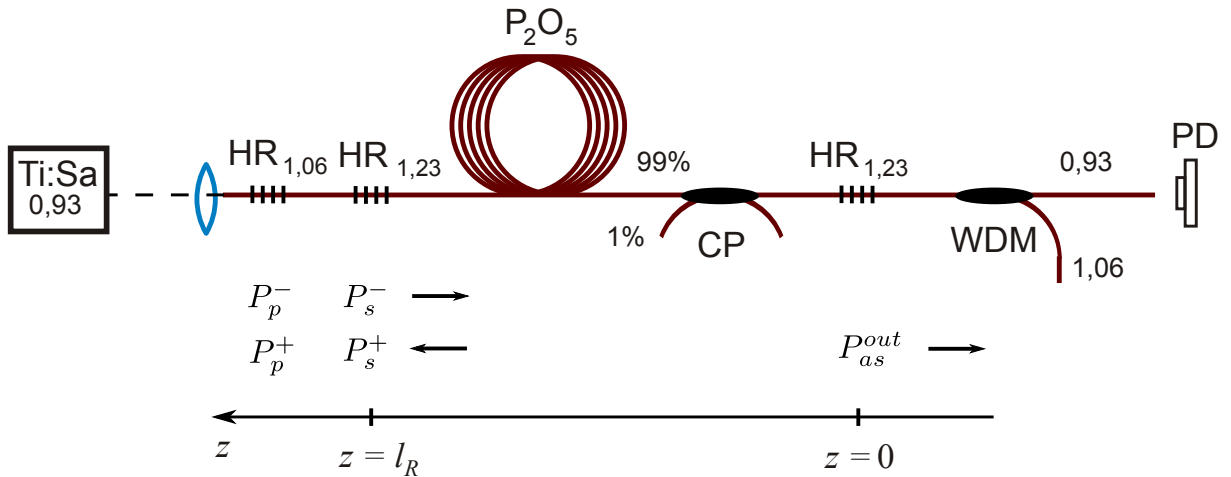


Рис. 10. Схема эксперимента по измерению насыщенного ВКР-усиления.

Схема эксперимента изображена на рисунке 10. Волна накачки $\lambda_p = 1060$ нм генерировалась в иттербиевом волоконном лазере и заводилась в резонатор ВКР-лазера (см., например, [134]) с помощью спектрально селективного разветвителя (WDM). Резонатор образован двумя ВБР с высокими коэффициентами отражения $R_{1,2} \geq 99\%$ на стоксовой длине

волны $\lambda_s = 1234$ нм (HR_{1,23}). Активной средой служил фосфосиликатный световод с концентрацией 13 мол.% P₂O₅ в сердцевине и длиной $l_R = 370$ м. Для увеличения эффективности генерации, непоглощённое за один проход излучение накачки направлялось обратно в фосфосиликатный световод при помощи дополнительной ВБР (HR_{1,06}), установленной за ВКР-лазером. В качестве пробной волны использовалось излучение титан-сапфирового лазера (Ti:Sa), перестраиваемого вблизи $\lambda_a = 930$ нм и накачиваемого ионным аргоновым лазером. Оно заводилось в световод с помощью микрообъектива L . Экспериментально проверялось, что используемая мощность пробного сигнала $P_a < 10$ мВт не приводит к насыщению двухфотонного перехода $\Delta\omega$. Прошедшее излучение пробной волны P_a^{out} регистрировалось на выходе спектрально селективного разветвителя (WDM) с помощью фотодетектора PD . Для измерения внутррезонаторной мощности P_s^+ , P_s^- в резонатор ВКР-лазера дополнительно установлен волоконный разветвитель (СР) с малым коэффициентом ветвления (1/99).

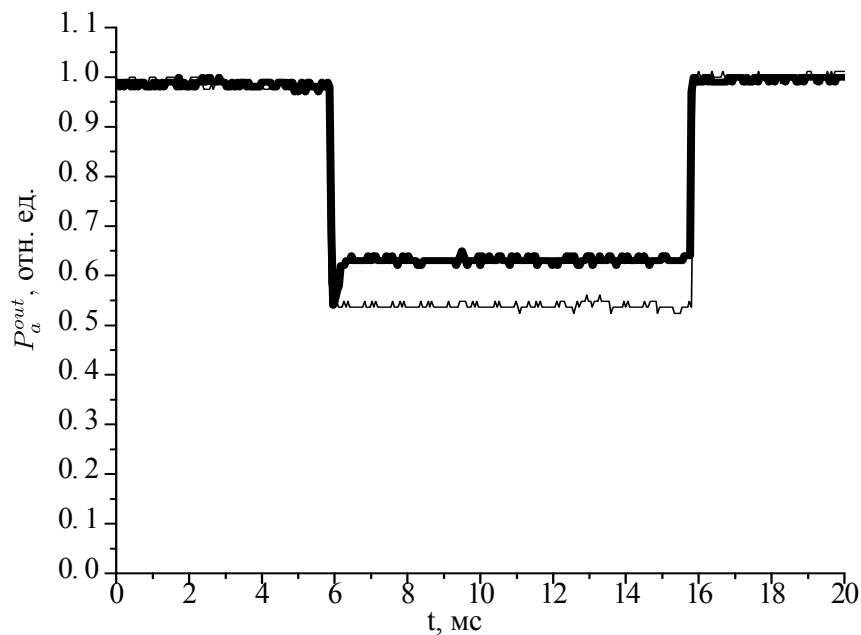


Рис. 11. Изменение проходящей мощности антистоксовой волны P_a^{out} при включении волны накачки. Толстой и тонкой линиями показана временная зависимость с генерацией стоксовой волны мощностью $P_s = 0,26$ Вт и без неё ($P_s = 0$) соответственно. Мощность излучения накачки составляла $P_p = 0,5$ Вт.

Излучение лазера накачки включалось и выключалось с периодом 20 мс для уменьшения влияния флуктуаций мощности пробного лазера

на процесс измерений. Пример полученного на фотодетекторе PD сигнала представлен на рисунке 11. Включение иттербиевого лазера уменьшает мощность пробной волны из-за индуцированного процессом ВКР поглощения. Величина поглощения зависит от мощности генерируемой в ВКР-резонаторе стоксовой волны. На рисунке 11 тонкой кривой представлен случай отсутствия резонатора для стоксовой волны ($P_s = 0$), когда одна из ВБР ($HR_{1,23}$) удалена из экспериментальной установки. Добавление ВБР приводит к уменьшению стационарного уровня индуцированного поглощения (толстая кривая на рис. 11). В начальный момент наблюдается переходный процесс, связанный с конечным временем установления стоксовой волны в резонаторе ВКР-лазера.

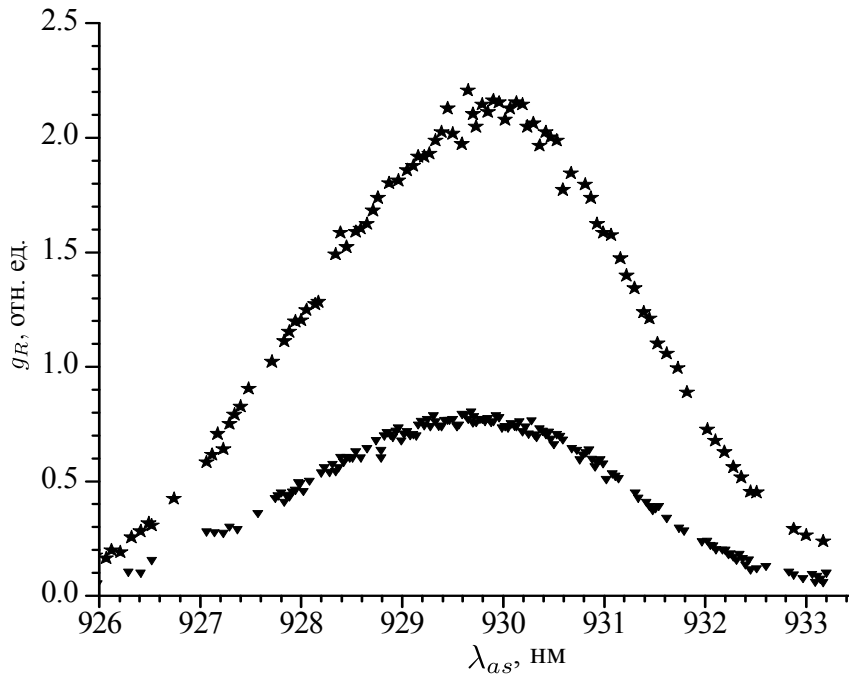


Рис. 12. Спектр ВКР-усиления при перестройке пробной волны для мощности накачки $P_p = 2$ Вт. Треугольниками показан спектр при мощности стоксовой волны $P_s = 2,5$ Вт, звёздами — в отсутствии стоксовой волны ($P_s = 0$).

Подобные эксперименты проводились для разных длин волн пробного поля. На рисунке 12 показана зависимость наведённого поглощения от длины волны пробного поля. Из приведённых данных видно, что возникновение генерации на стоксовой длине волны приводит к равномерному (однородному) по спектру насыщению коэффициента ВКР-усиления. При этом ширина линии генерации стоксовой волны не превышала 1 нм, что на порядок меньше ширины представленного на рисунке 12 диапа-

зона перестройки пробного лазера.

Как уже отмечалось, величина интегрального ВКР-усиления стоксовой волны пропорциональна наведённому накачкой поглощению антистоксовой волны

$$g_s l_R = -\frac{g_a l_R}{A_{as}} = -\frac{1}{A_{as}} \ln \left(\frac{P_a^{\text{on}}}{P_a^{\text{off}}} \right), \quad (1.23)$$

где $P_a^{\text{off}}(0) = P_a(l_R) \exp(-\alpha_a l_R)$ и $P_a^{\text{on}}(0) = P_a(l_R) \exp(-\alpha_a l_R - A_{as} g_s l_R)$ — мощность пробного поля на выходе световода при выключенном и включенном поле накачки соответственно, $P_a(l_R)$ — мощность пробной антистоксовой волны на входе в световод. Константа A_{as} учитывает разность энергий фотонов стоксова и антистоксова излучения, а также различие интегралов перекрытия взаимодействующих полей. В работе [146] показано, что величина в основном описывается первым фактором $A_{as} \approx \lambda_s / \lambda_a$.

При возникновении генерации усиление стоксовой волны насыщается до уровня потерь. Проведённые измерения ВКР-поглощения для антистоксовой волны позволили сравнить полученные результаты с расчётами интегрального насыщенного усиления $g_s l_R = g_R \bar{P}_p l_R$ (см. выражение (1.22)). Для вычисления средней мощности накачки по формуле (1.20) дополнительно измерялась зависимость внутрирезонаторной мощности стоксовой волны от мощности накачки, представленная на рисунке 13 и измеренная с помощью волоконного разветвителя с малым коэффициентом деления (СР на рис. 10).

Результаты измерения ВКР-усиления по поглощению антистоксовой волны в центре линии в зависимости от мощности накачки представлены на рисунке 14 точками. В случае отсутствия резонатора усиление линейно растёт с мощностью накачки. При наличии резонатора рост усиления насыщается с началом генерации на уровне потерь. В простой теории ВКР-лазера, изложенной в [135], величина внутрирезонаторных потерь и насыщенного усиления остаются постоянными с началом генерации. Уширение спектра генерации из-за нелинейных эффектов до величин порядка полосы отражения волоконных брэгговских решёток приводит к росту потерь и насыщенного усиления в ВКР-лазере. Линиями показаны результаты расчёта в по формулам (1.20), (1.21) с использованием экс-

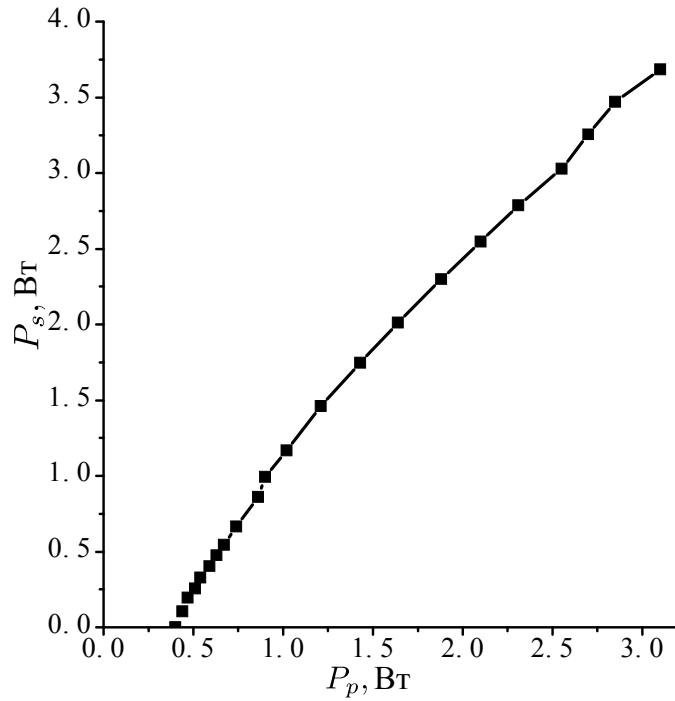


Рис. 13. Внутррезонаторная мощность стоксовой волны P_s в зависимости от мощности накачки P_p .

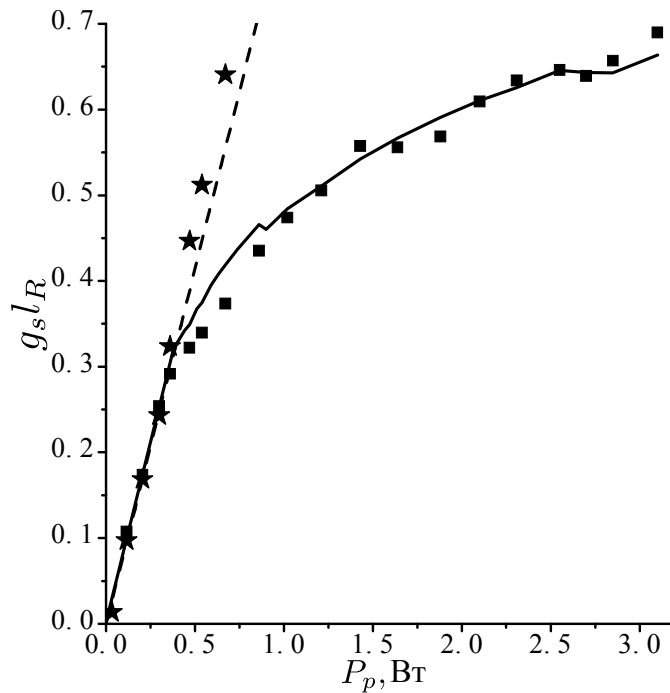


Рис. 14. Интегральное усиление стоксовой волны $g_s l_R$ в зависимости от мощности накачки P_p . Звёздами и квадратами показаны случаи отсутствия и наличия резонатора для стоксовой волны соответственно. Линиями показаны результаты расчёта по формулам (1.20), (1.21) с использованием измеренных значений внутррезонаторной мощности P_s (рис. 13)

периментальных данных для параметров $\alpha_p = 1,8$ дБ/км, $g_R = 1,29$ (км Вт) $^{-1}$, $l_R = 0,37$ км и измеренной зависимости $P_s(P_p)$. При этом величина параметра A_{as} выбрана 1,35, что близко к отношению энергий квантов антистоксовой и стоксовой волн λ_s/λ_a .

Таким образом, данные исследования подтверждают, что насыщение ВКР-усиления происходит однородно по спектру. Кроме того, насыщение происходит в результате истощения накачки, а не из-за изменения коэффициента ВКР-усиления g_R . Детальное описание мощности генерации лазера требует учёта уширения спектра с ростом мощности. Спектральные характеристики ВКР-лазера будут более подробно обсуждаться в главе 4.

1.3. Аподизированные волоконные брэгговские решётки (ВБР) для лазера

Ранее уже упоминалось, что использование в качестве зеркал волоконных брэгговских решёток, позволяет создавать полностью волоконные схемы лазеров. ВБР представляет из себя отрезок световода с периодической модуляцией показателя преломления вдоль сердцевины. При этом две моды с постоянными распространения β_i и β_j взаимодействуют на такой решётке с периодом модуляции Λ , если выполняется условие фазового синхронизма

$$\beta_j - \beta_i = \frac{2\pi N_{\text{FBG}}}{\Lambda} \quad (1.24)$$

где N_{FBG} — целое число, характеризующее порядок взаимодействия в ВБР. Для случая отражения модули констант распространения совпадают $\beta_j = -\beta_i$, и выражение (1.24) принимает вид:

$$\lambda_{Br}^{(N)} = 2n_{\text{eff}}\Lambda/N_{\text{FBG}}, \quad (1.25)$$

где n_{eff} — эффективный показатель преломления моды световода на резонансной длине волны. В работе будут рассматриваться ВБР первого порядка ($N_{\text{FBG}} = 1$). На вставках к рисунку 15 схематически показано изменение спектра излучения при отражении ВБР с резонансной длиной

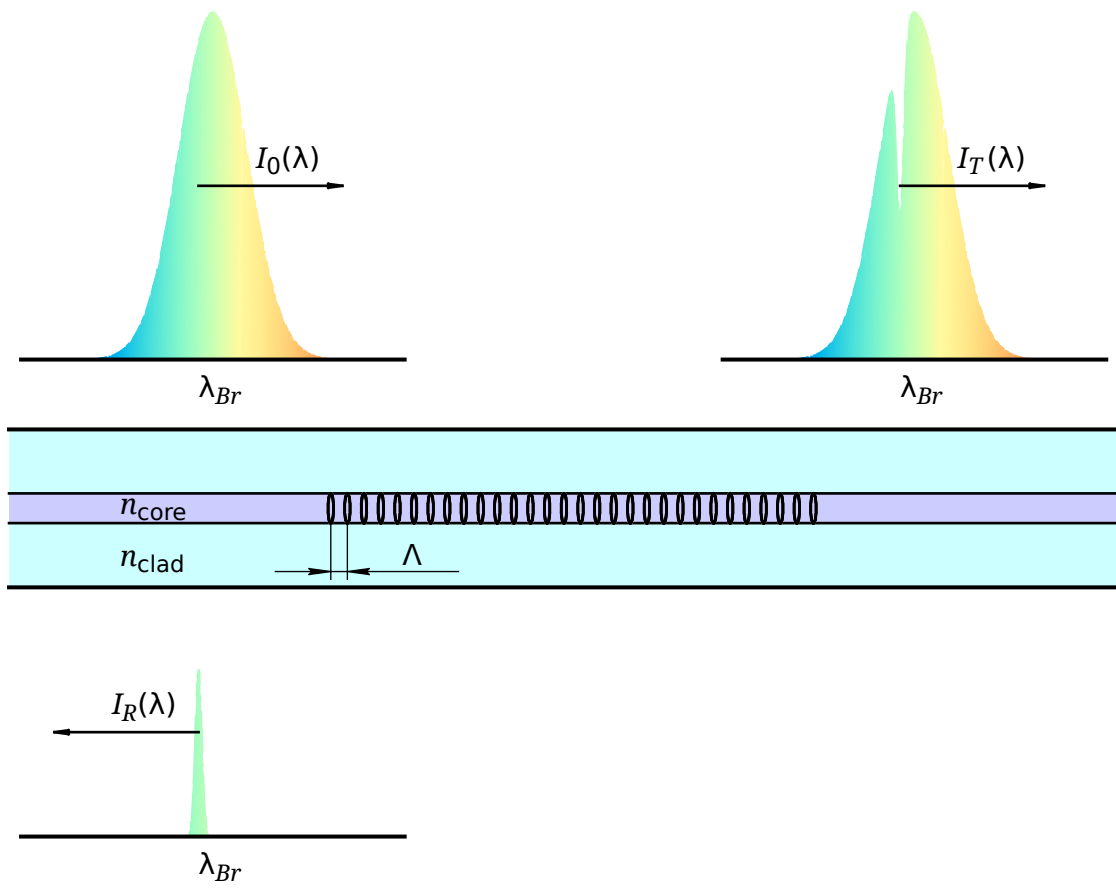


Рис. 15. Отражение излучения при прохождении ВБР. Спектры падающего $I_0(\lambda)$, прошедшего $I_T(\lambda)$ и отражённого $I_R(\lambda)$ излучения показаны на вставках слева сверху, справа сверху и внизу соответственно.

волны λ_{Br} . В спектрах пропускания $I_T(\lambda)$ и отражения $I_R(\lambda)$ возникает узкий провал и пик соответственно, центрированные на брэгговской длине волны λ_{Br} . В центре рисунка схематически изображён продольный срез световода, с индуцированной в сердцевине модуляцией показателя преломления с периодом Λ , и с показателями преломления сердцевинки и оболочки n_{core} и n_{clad} соответственно. Из выражения (1.25) видно, что резонансная длина волны зависит от эффективного значения показателя преломления моды n_{eff} . Известно (см., например, [140]), что в световоде это значение лежит в пределах между соответствующими значениями материалов оболочки n_{clad} и сердцевинки n_{core} , поэтому для оценок можно использовать первую величину $n_{clad} \approx 1,45$. Из формулы (1.25) полу-

чаем, что период модуляции в ВБР должен быть порядка 0,3 мкм, если брэгговская длина волны находится в области 1 мкм. Формирование такой структуры достигается в результате фотомодификации материала сердцевины при засветке волоконного световода УФ излучением с пространственной модуляцией интенсивности, например, в области интерференции пучков [3].

Запись использованных в работе ВБР осуществлялась при помощи излучения с длиной волны 244 нм, генерируемого в аргоновом лазере с внутривибраторным удвоением частоты [147]. Для получения интерференционной картины использовались фазовые маски, имеющие дифракционную эффективность в первом и минус первом порядках более 30% и позволяющие записывать ВБР с длинами волн 1030, 1093 и 1550 нм. В этом случае световод помещался сразу за фазовой маской. Известны и другие схемы записи ВБР (см., например, [40]). При необходимости записи ВБР на других длинах волн использовалась одна из фазовых масок в качестве делителя пучка и два поворотных зеркала для получения интерференционной структуры с соответствующим периодом

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin(\theta_{Br}/2)},$$

где λ_{UV} — длина волны излучения, используемого для записи ВБР, θ_{Br} — угол между интерферирующими лучами.

Показатель преломления (ПП) увеличивается только в сердцевине световода с ростом дозы УФ излучения благодаря наличию германия. Механизмы фотоиндуцированного изменения ПП в кварцевом стекле до сих пор недостаточно точно определены. Однако известно, что для германосиликатного стекла фотовозбуждение германиевых кислородно-дефицитных центров (ГКДЦ) [40, 148] играет иницирующую роль в последующей трансформации сетки стекла, сопровождающейся изменением ПП. В спектре поглощения германиевого стекла доминирует полоса с максимумом 242 нм, приписываемая синглет-синглетному поглощению ГКДЦ. Используемое для записи ВБР излучение с длиной волны 244 нм хорошо попадает в эту полосу. Фоточувствительность стандартных телекоммуникационных световодов с молярной концентрацией GeO_2 3–5% не достаточно велика для эффективной записи ВБР, но может быть зна-

чительно увеличена при высокотемпературном насыщении сетки стекла водородом в пламени водородной горелки [149]. Недостатком этого метода являются увеличение потерь в световоде, вызванное возникновением ОН групп, и уменьшение прочности световода. На практике нашёл более широкое применение способ насыщения водородом при относительно низкой температуре (менее 100°C), предложенный в работе [150]. При таких температурах молекулярный водород ещё не взаимодействует с сеткой стекла, а находится в физически растворённом состоянии. Световод помещают в камеру с давлением ~ 100 атм. За счёт диффузии происходит насыщение водородом стекла за две недели при комнатной температуре и за 12 часов при температуре 100°C [151]. Увеличенная фоточувствительность световода сохраняется в течение долгого срока в связи с диффузионным характером движения водорода в стекле.

В процессе записи ВБР происходит формирование профиля ПП в сердцевине световода в соответствии с пространственной модуляцией интенсивности УФ излучения. Вычисление параметров ВБР в общем случае представляет довольно сложную задачу. В случае ступенчатого профиля ПП с амплитудой модуляции Δn_{mod} известно аналитическое решение, позволяющее получить представление о характерных параметрах ВБР [38, 39]

$$R(\lambda) = \frac{\kappa^2 \operatorname{sh}^2 \left(\sqrt{\kappa^2 - \zeta^2} l_{\text{FBG}} \right)}{\kappa^2 \operatorname{ch}^2 \left(\sqrt{\kappa^2 - \zeta^2} l_{\text{FBG}} \right) - \zeta^2}, \quad (1.26)$$

где l_{FBG} — длина однородной ВБР, а зависимость от длины волны λ находится в переменных $\kappa = \pi \Delta n_{mod} / \lambda$ и $\zeta = \pi(1 - \lambda_{Br} / \lambda) / \Lambda$.

Коэффициент отражения в максимуме R_0 на резонансной длине волны λ_{Br} равен:

$$R_0 = \operatorname{th}^2(\kappa_{Br} l_{\text{FBG}}), \quad (1.27)$$

где $\kappa_{Br} = \pi \Delta n_{mod} / \lambda_{Br}$ — коэффициент связи. Ширина спектра отражения между первыми нулями выражается следующим соотношением:

$$\delta \lambda_{Br} = 2 \lambda_{Br} \frac{\Lambda}{l_{\text{FBG}}} \sqrt{1 + \left(\frac{\kappa_{Br} l_{\text{FBG}}}{\pi} \right)^2}. \quad (1.28)$$

Из выражения видно, что при относительно малых коэффициентах отражения ($\kappa_{Br} l_{\text{FBG}} \ll \pi$) ширина спектра обратно пропорциональна коли-

честву штрихов. Вместе с тем при $\kappa_{Br}l_{FBG} = \pi$ коэффициент отражения ВБР близок к единице ($R_0 \approx 99,3\%$).

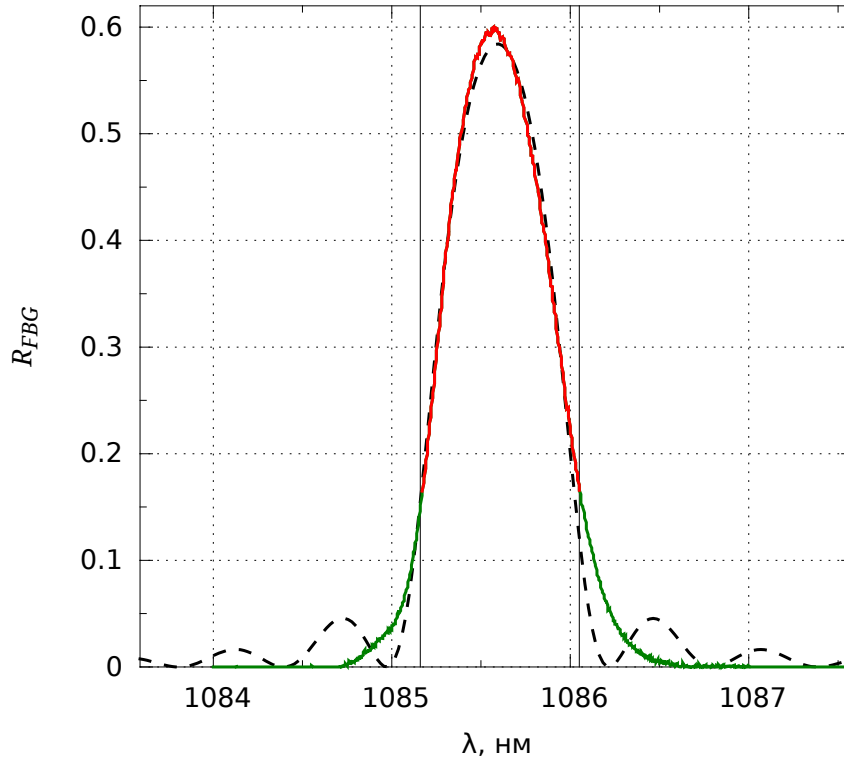


Рис. 16. Измеренный спектр отражения ВБР с гауссовым профилем ПП (сплошная кривая) и аппроксимация его центральной части, ограниченной вертикальными линиями, функцией (1.26) (штриховая кривая).

Известно, что для слабоотражающих ВБР форма спектра отражения соответствует Фурье-образу огибающей профиля ПП. Использование ступенчатого профиля приводит к формированию дополнительных боковых пиков в спектре. Для подавления боковых пиков используют различные варианты апподизации профиля ПП (см., например, [152]), когда глубина модуляции изменяется по длине ВБР. Использование гауссова профиля лазерных пучков приводит к гауссовой форме спектра отражения. Пример спектра отражения ВБР, записанной УФ пучком с гауссовым профилем интенсивности представлен сплошной линией на рис. 16. Для сравнения показан спектр отражения ВБР со ступенчатым профилем огибающей ПП, рассчитанный по формуле (1.26) с использованием следующих параметров: $\lambda_{Br} = 1085,59$ нм, $l_{FBG} = 0,685$ мм, $\Delta n_{mod} = 5,08 \times 10^{-4}$. Из рисунка видно, что при коэффициенте отражения 60% в спектре ВБР со ступенчатым профилем ПП наблюдаются

заметные боковые пики. При дальнейшем увеличении глубины модуляции Δn_{mod} амплитуда этих пиков растёт быстрее чем у центрального, что становится важным для высокоотражающих ВБР.

Форма спектра отражения для гауссова профиля ПП не имеет боковых резонансов до $R \sim 60\%$. Ранее уже отмечалось, что согласно формуле (1.1) такой коэффициент отражения может считаться высоким для глухого зеркала волоконного лазера, если сколотый под прямым углом торец световода используется в качестве выходного зеркала. При силе ВБР $\kappa_{Br}l_{FBG} = 0,35\pi$ коэффициент отражения достигает $R_0 \approx 64\%$. Из выражения (1.28) видно, что в этом случае второе слагаемое под корнем вносит поправку на уровне нескольких процентов в значение ширины ВБР. Кроме того, из выражений (1.25), (1.28) можно заключить, что для получения ширины спектра отражения уровня 0,1 нм в области генерации ИВЛ требуется записывать ВБР длиной порядка 7 мм. Отметим, что в экспериментах по генерации второй гармоники излучения ИВЛ использовались высокоотражающие ВБР с шириной спектра порядка 0,2 нм и коэффициентом отражения $R_0 \approx 98\%$.

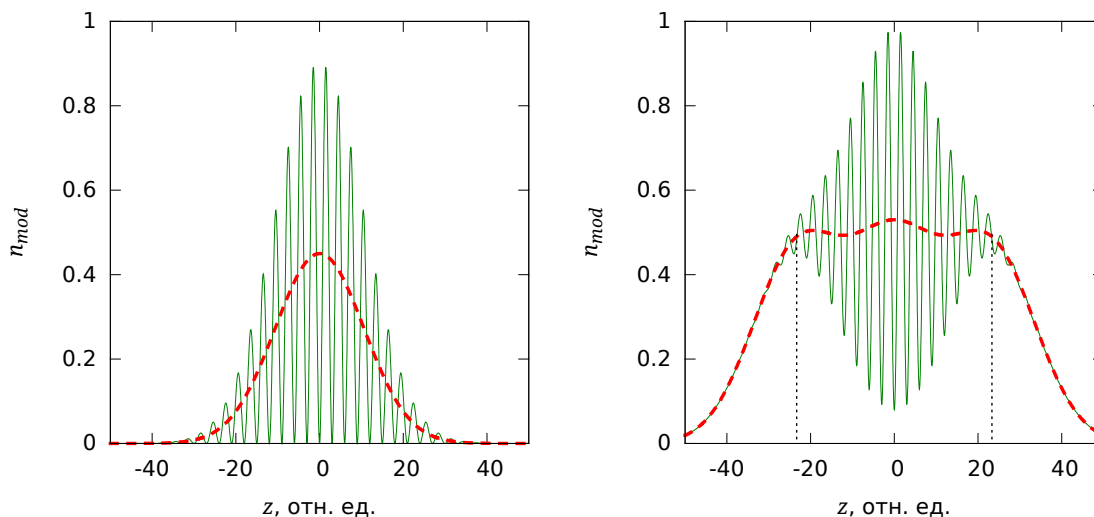


Рис. 17. (а) Модуляция показателя преломления ВБР для гауссового профиля ПП (сплошная кривая) и возникающее при этом изменение среднего значения ПП Δn_{eff} (штриховая кривая). (б) Выравнивание амплитуды Δn_{eff} в пределах ВБР при равномерной засветке гауссовым пучком той же ширины по краям ВБР в точках, обозначенных пунктирными линиями.

Необходимое для получения высоких коэффициентов отражения уве-

личение дозы УФ излучения и соответственно модуляции ПП приводит к изменениям формы спектра отражения и для ВБР с гауссовым профилем ПП. При этом появляются дополнительные пики отражения с коротковолновой стороны. Данный эффект связан с тем, что брэгговская длина волны пропорциональна среднему значению ПП n_{eff} (см. выражение (1.25)). С увеличением дозы облучения увеличивается не только глубина модуляции, но и среднее значение ПП (см. рис. 17 а). На краях ВБР они меньше, чем в середине, из-за чего возникает интерферометр Фабри-Перо [153] с характерными пиками пропускания и отражения с коротковолновой стороны спектра ВБР. Для уменьшения этого эффекта можно использовать дополнительную равномерную засветку на краях ВБР [154]. При этом минимизируется изменение брэгговской длины волны вдоль ВБР, и не возникает добротного интерферометра на её краях (см. рис. 17 б).

Глава 2

Форма спектра генерации и перестройка частоты ИВЛ

[83, 84, 85, 86, 87]

2.1. Форма спектра генерации иттербиевого лазера с ВБР и его уширение с ростом мощности

Иттербиевые волоконные лазеры широко используются в промышленности для обработки материалов, где наиболее важными параметрами являются высокая мощность и качество пучка (см., например, [155]). Спектр генерации лазера обычно не важен для обработки материала, но очень важен для более деликатных приложений, таких как голография и спектроскопия, где требуется перестраиваемый спектр с узкой линией, позволяющей генерировать гармоники для расширения рабочего диапазона. Для таких приложений наиболее перспективным инструментом является ИВЛ средней мощности (1–100 Вт), благодаря надёжной и стабильной полностью волоконной конструкции, относительно небольшой ширине линии и широкой области перестройки, задаваемой широким спектром усиления ионов Yb^{3+} в матрице стекла. В частности,

ИВЛ средней мощности обеспечивают генерацию в диапазоне от 1,03 до 1,15 мкм в относительно простой конфигурации (рис. 5 б) со световодом с двойной оболочкой и накачкой мощными многомодовыми диодами на длине волны 976 нм (см., например, [4]). Такие лазеры можно плавно перестраивать на десятки нанометров [86, 156] и сузить ширину линии до уровня ~ 10 пикометров (~ 3 ГГц), что позволяет применить их для спектроскопии ^3He [157, 158]. Принимая во внимание факт, что межмодовое расстояние составляет $c/2Ln_{\text{eff}} \sim 10$ МГц при типичной длине резонатора $L \sim 10$ м, выходной спектр таких лазеров состоит из более сотни продольных мод.

Дальнейшее уменьшение ширины линии генерации оказывается затруднительным, поэтому для приложений, требующих уменьшения ширины линии до 1 ГГц и менее, используются более сложные одночастотные РОС-лазеры с накачкой одномодовыми диодами и волоконными усилителями (см., например, [55]). С этой точки зрения возникает вопрос о минимальной ширине линии ИВЛ, основанных на активных световодах с двойной оболочкой, с накачкой многомодовыми лазерными диодами и резонатором, образованным ВБР с узким спектром, с перестройкой в полностью волоконной конфигурации [86]. Для получения ответа на этот вопрос нужно определить механизм формирования выходного спектра ИВЛ и его уширения с ростом мощности. Кроме того, важно знать и форму генерируемого спектра. Эти вопросы изучались в нескольких работах только на качественном уровне [157, 158, 159, 130]. Для идентификации механизмов уширения и анализа зависимости ширины спектра от мощности генерации, а также от параметров световодов, резонатора и накачки возникла необходимость создания аналитической модели, чего до сих пор ещё не было сделано.

Существующие аналитические модели описывают только средние мощностные характеристики ИВЛ при решении балансных уравнений (см., работы [129, 160] и ссылки в них). В недавней статье [130] для анализа мощностных характеристик также решались балансные уравнения, а нелинейная динамика интенсивности и спектров при распространении излучения по резонатору описывалась на основании нелинейного уравнения Шрёдингера. Принимая во внимание факт, что корректное

численное решение проблемы требует огромных вычислительных ресурсов, в работе [130] сравнение расчётных спектров с экспериментальными проведено только на качественном уровне. В работах [157, 158] попытка теоретического описания измеренных спектров не была завершена. В трудах конференции [159] экспериментально измеренная зависимость ширины спектров ИВЛ от мощности в диапазоне от единиц до сотен Ватт сравнивалась с корневой зависимостью. Корневая зависимость взята из модели, описывающей уширение спектра генерации волоконных ВКР-лазеров [95], речь про которую пойдёт в параграфе 4.1. В [159] было показано, что уширение спектров ИВЛ значительно отклоняется от этой модели. Полученная в эксперименте зависимость ширины линии от мощности оказалась ближе к линейной.

В диссертации проведено детальное исследование экспериментальных спектров ИВЛ для уровней мощности до ~ 10 Вт и развита аналитическая модель, адекватно описывающая форму и уширение спектра. Модель позволяет определить механизм уширения и нижний предел ширины линии ИВЛ средней мощности.

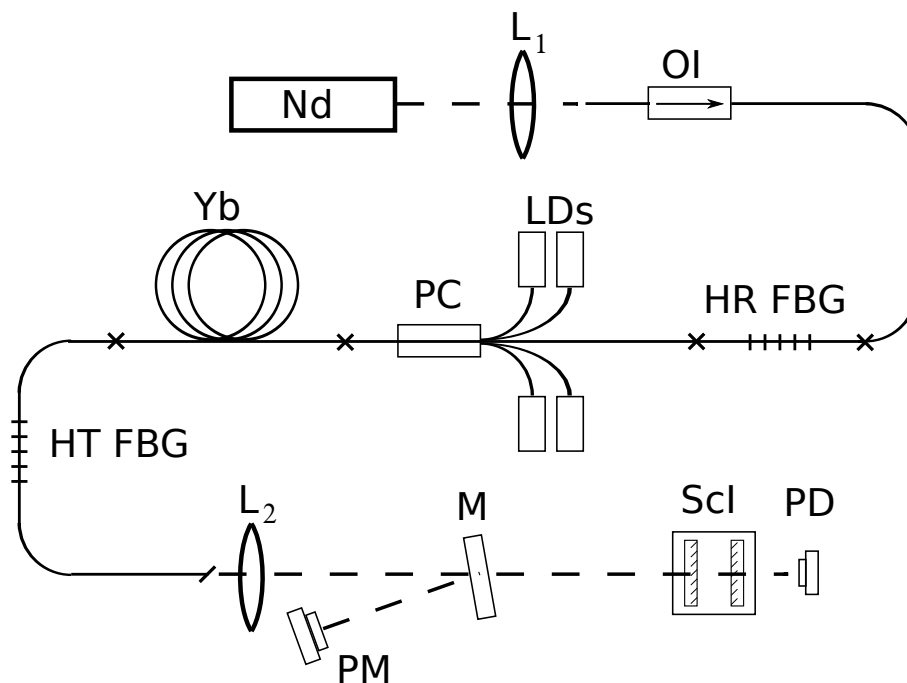


Рис. 18. Экспериментальная установка.

Исследуемый ИВЛ с линейным резонатором на длину волны 1080,5 нм схематично изображена на рисунке 18. Используемый активный (Yb) световод марки Nufern SM-YDF-5/130 имел следующие параметры: диаметр

модового пятна – $6,5 \pm 0,5$ мкм, диаметр внутренней оболочки – 130 мкм, номинальное поглощение излучения многомодовой накачки на длине волны 975 нм – 1,7 дБ/м, длина световода $l = 6$ м. Накачка осуществлялась четырьмя многомодовыми диодами (LD) фирмы Lumics мощностью до 8 Вт каждый через объединитель накачки (PC) типа $(6+1) \times 1$. Объединитель имеет на входе 6 многомодовых и один одномодовый порт, а на выходе – световод с двойной оболочкой. Высокоотражающая ВБР ($HR FBG$) с полной шириной на полувысоте около $\Delta\lambda_{FBG} \approx 0,5$ нм с коэффициентом отражения $R \approx 99\%$ и узкополосная выходная ВБР ($HT FBG$) с параметрами $\Delta\lambda_{FBG} \approx 67$ пм, $R \approx 10\%$ образуют резонатор лазера. ВБР записаны в световоде марки HI 1060. Для предотвращения отражения и влияния на спектр генерации выходной торец световода был сколот под углом $\sim 10^0$. Общая длина резонатора лазера составила $L \approx 9,5$ м. Измеренная частота межмодовых биений составляет $c/2L n_{eff} \approx 11$ МГц.

Выходное излучение коллимировалось просветлённой плоско-выпуклой линзой (L_2) с фокусным расстоянием 15 мм и направлялось зеркалом (M) на измеритель мощности (PM). Прошедшая мощность $\sim 1\%$ использовалась для измерения спектра с помощью сканирующих интерферометров Фабри-Перо (ScI) с переменной областью свободной дисперсии (25 и 40 ГГц) и резкостью 80. Прошедшее через интерферометр излучение попадало на фотодетектор (PD), сигнал с которого записывался с помощью двухканального цифрового осциллографа (Tektronix TDS 3032B, 300 МГц) совместного с управляющим напряжением сканирующего интерферометра. Для настройки и проверки ширины аппаратной функции интерферометра к свободному концу плотной ВБР приваривался волоконный оптический изолятор (OI) с заведённым в него с помощью линзы (L_1) излучением одночастотного Nd:YAG лазера (Nd). Излучение проходило через иттербиевый лазер и регистрировалось на сканирующем интерферометре. Измеренное разрешение интерферометра в двух модах составило $\sim 0,3$ и $0,5$ ГГц (1 и 1,7 пм).

Проведённые исследования показали, что при выходной мощности менее 0,8 Вт наблюдается режим самоподдерживающихся пульсаций с генерацией узкого спектра. При этом линия генерации периодически движется вблизи максимума отражения выходной ВБР. Данный эффект но-

сит общий характер и наблюдается в других волоконных схемах с низкодобротным резонатором. Он будет более подробно описан в параграфе 2.2. Оцениваемая область самосканирования линии генерации составляет величину около 10 пм, а измеренная мгновенная ширина спектра ограничивается разрешением интерферометра. В этом режиме также наблюдается компонента излучения вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), сдвинутая на 16 ГГц в длинноволновую область. В области от 0,8 до 1 Вт выходной мощности, как и в работах [157, 158] наблюдаются постепенная смена режима генерации с импульсного на непрерывный, где происходят скачкообразные переходы между генерацией широкого и узкого спектров и обратно. При бóльшей мощности генерация становится непрерывной, а спектр существенно уширяется.

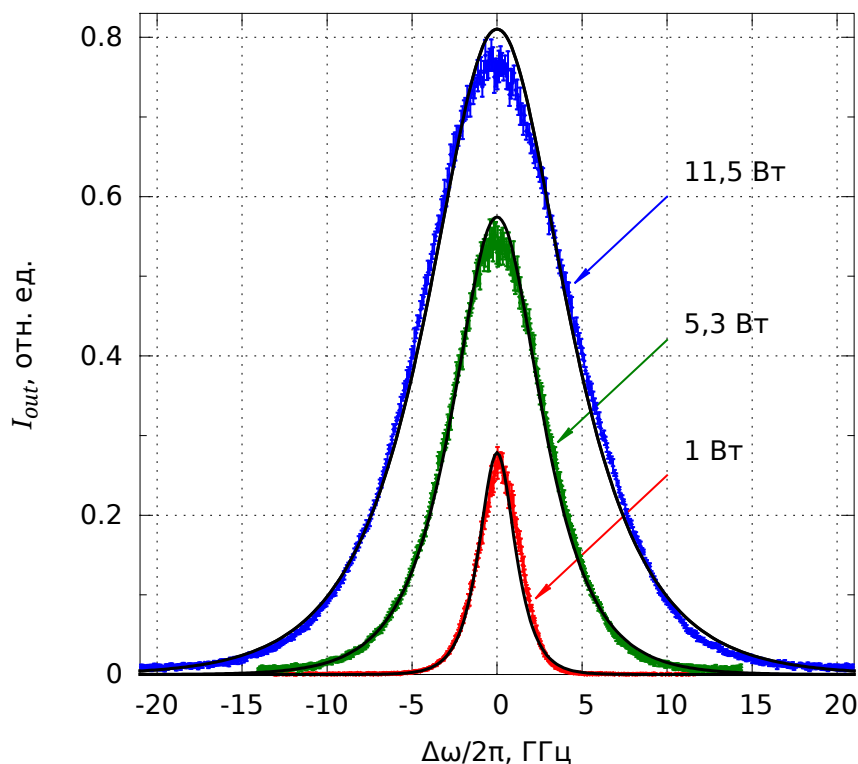


Рис. 19. Выходной спектр генерации.

Выходные спектры, измеренные в стабильном многочастотном режиме, и их ширины в зависимости от выходной мощности представлены на рисунках 19 и 20 соответственно. На рис. 20 кружками указана мгновенная ширина линии, измеренная в режиме самосканирования частоты.

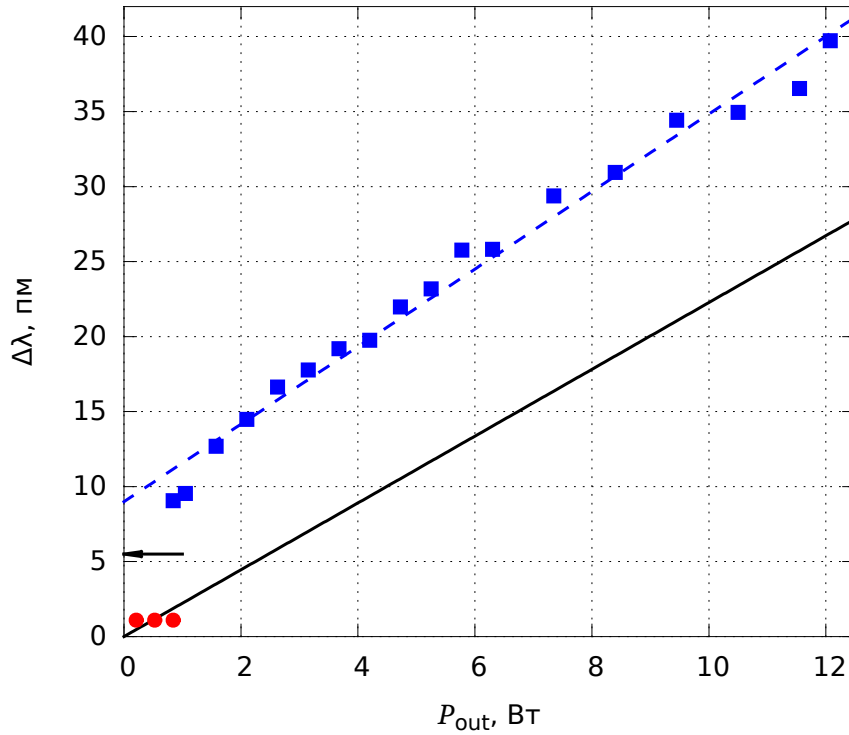


Рис. 20. Ширина линии в зависимости от мощности генерации. Кружки соответствуют ширине пика генерации в режиме с самосканированием частоты, квадратики – режиму стационарной генерации. Сплошная линия соответствует теоретической зависимости (2.10), штриховая линия – аппроксимации экспериментальных точек линейной функцией. Стрелкой показано значение уширения за счёт выжигания пространственных дыр согласно выражению (2.20).

Полученные спектры аппроксимировались функцией вида:

$$f(x) = A_{l0} + \frac{A_l}{\text{ch}((x - x_0)/\Delta_g)}, \quad (2.1)$$

где параметр A_{l0} описывает смещение нуля сигнала с фотодетектора, x_0 — положение максимума генерации, а параметры A_l и Δ_g — амплитуду и ширину спектра генерации соответственно. Результаты измерений для выходных мощностей 1, 5.3 и 11.5 Вт после вычитания смещения A_{l0} из шкалы сигнала и x_0 из шкалы частот представлены на рис. 19 вместе с аппроксимирующими кривыми (2.1).

Для теоретического описания спектра генерации ИВЛ и его уширения с мощностью рассмотрим эффект фазовой самомодуляции (ФСМ) многочастотного излучения, распространяющегося по резонатору лазера. Рассмотрим резонатор (см. рис. 21) с одной стороны при $z = 0$, ко-

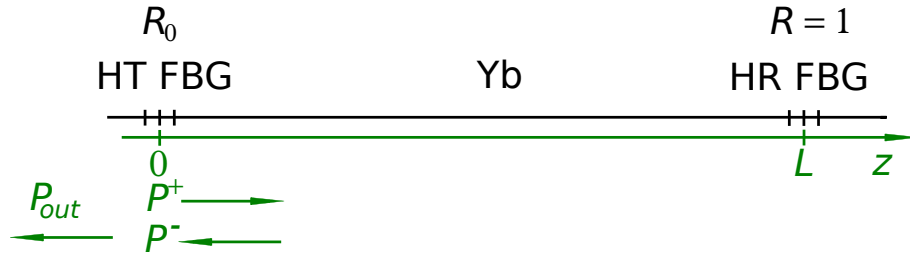


Рис. 21. Схема резонатора волоконного лазера.

торого находится выходная ВБР (*HT FBG*) с гауссовым профилем отражения $R(\omega) = R_0 \exp(-\omega^2/\Delta_{FBG}^2)$, где R_0 – отражение в максимуме, ω – отстройка от максимума, Δ_{FBG} – полуширина спектра отражения по уровню $1/e$. Для простоты в этом параграфе частоту будем отсчитывать относительно несущей. С другой стороны при $z = L \sim 10$ м стоит плотная ВБР (*HR FBG*) с шириной спектра отражения много большей, чем у выходной решётки (в соответствии с условиями эксперимента). Поскольку при накачке в оболочку мощность насыщения достигает нескольких ватт, для простоты рассмотрения пренебрегаем истощением накачки. Нас интересует спектр генерации заметно выше порога, где устанавливается стационарный режим с большим числом мод. В исследуемом диапазоне мощности 1–12 Вт (см. рис. 20) ширина спектра генерации относительно мала, $2\Delta_g < 0,1$ нм (25 ГГц), так что мал и дисперсионный набег фаз $\phi_D = 4\beta_2\Delta_g^2L \approx 4 \times 10^{-3} \ll 1$. Здесь β_2 – коэффициент дисперсии второго порядка.

Предположим, что с увеличением числа мод, корреляции между ними стремятся к нулю, и реализуется режим со случайными фазами и амплитудами мод с гауссовой δ -коррелированной статистикой. Как показано в работе [161], спектральное уширение некогерентного многочастотного излучения из-за ФСМ при распространении в пассивном волноводе можно описать, рассматривая изменение корреляционной функции:

$$K(\tau) = \int I(\omega) \exp(i\omega\tau) \frac{d\omega}{2\pi},$$

где $I(\omega)$ – спектральная плотность мощности. Выведенное в [161] выражение было недавно адаптировано к случаю усиливающего световода [162]. Следует отметить, что ранее похожий подход был использован в работе [163] для описания гигантских импульсов в резонаторе твердотельного лазера.

Используя этот подход можно описать изменение спектральной плотности $I^+(\omega)$ мощности $P^+(x=0)$, отражённой от слабой узкополосной выходной ВБР (см. рис. 21), при обходе волоконного резонатора с усиливающей средой:

$$K^-(\tau) = G \frac{K^+(\tau)}{[1 + \nu^2 (K^+(0)^2 - K^+(\tau)^2)]^2}, \quad (2.2)$$

где $K^\pm(\tau)$ — корреляционные функции отражённых и падающих волн при $x=0$, $K^\pm(\tau=0) \equiv P^\pm(z=0)$, $G = \exp\left(2 \int_0^L g_{\text{sat}} dx\right)$ — усиление за обход резонатора, g_{sat} — насыщенный коэффициент усиления,

$$\nu = \gamma \left[\int_0^L \exp\left(\int_0^x g_{\text{sat}} dx'\right) dx + \sqrt{G} \int_0^L \exp\left(\int_x^L g_{\text{sat}} dx'\right) dx \right]$$

— нелинейность за обход резонатора, $\gamma \approx 4 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$ — коэффициент керровской нелинейности для одномодового световода вблизи длины волны генерации (1,08 мкм). Можно оценить нелинейный набег фаз $\phi_{NL} = \nu K^+(0) \approx 2\gamma L \langle P \rangle$, где $\langle P \rangle = \int_0^L (P^+(x) + P^-(x)) dx / (2L)$ — средняя внутрирезонаторная мощность. Эта оценка даёт максимальное значение $\phi_{NL} \leq 1$ для $\langle P \rangle \leq 12 \text{ Вт}$. Поэтому при умеренных мощностях лазерного излучения знаменатель выражения (2.2) можно разложить в ряд Тейлора:

$$K^-(\tau) \approx GK^+(\tau) [1 - 2\nu^2 (K^+(0)^2 - K^+(\tau)^2) + \mathcal{O}(\phi_{NL}^4)]. \quad (2.3)$$

Спектры противоположно направленных бегущих волн связаны коэффициентом отражения $I^+(\omega) = R(\omega)I^-(\omega)$. Пользуясь тем, что ширина спектра генерации Δ_g много меньше ширины спектра отражения ВБР Δ_{FBG} , форму отражённого спектра вблизи максимума можно заменить функцией Лоренца:

$$R_0 I^-(\omega) \approx \left(1 + \frac{\omega^2}{\Delta_{FBG}^2}\right) I^+(\omega) \quad (2.4)$$

Эта замена не применима при отстройке порядка $\omega \geq \Delta_{FBG}$, но при таких отстройках спектральная плотность мощности излучения много меньше шума. В результате получаем замкнутое уравнение на корреля-

ционную функцию $K^+(\tau)$:

$$\frac{1}{\Delta_{FBG}^2} \frac{d^2 K^+(\tau)}{d\tau^2} + (2\nu^2 R_0 G) K^+(\tau)^3 - (1 - R_0 G (1 - 2\nu^2 K^+(0)^2)) K^+(\tau) = 0. \quad (2.5)$$

Можно показать, что решение уравнения (2.5) имеет вид:

$$K^+(\tau) = \frac{P^+(0)}{\text{ch}((\pi \Delta_g / 2) \tau)}. \quad (2.6)$$

Соответствующий спектр также имеет вид гиперболического секанса:

$$I^+(\omega) = \frac{2P^+(0)}{\Delta_g \text{ch}(\omega / \Delta_g)}, \quad (2.7)$$

где величины $P^+(0)$ и Δ_g связаны между собой уравнениями:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\Delta_g}{\Delta_{FBG}} \right)^2 &= R_0 G \nu^2 P^+(0)^2 \\ \left(\frac{\pi}{2} \frac{\Delta_g}{\Delta_{FBG}} \right)^2 &= 1 - R_0 G (1 - \nu^2 P^+(0)^2) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Следует отметить, что аналогичное решение для спектра генерации будет приведено в параграфе 4.1 при решении кинетического уравнения слабой волновой турбулентности в волоконном ВКР лазере, выписанном в частотном представлении.

Учитывая, что усиление за обход равно потерям $R_0 G \approx 1$, и рассматривая случай слабой нелинейности $\nu P^+ \ll 1$, из (2.8) получаем выражение для ширины спектра генерации:

$$\Delta_g = (2/\pi) \Delta_{FBG} \nu P^+(0). \quad (2.9)$$

Выражая ответ через параметры световода и резонатора, получаем:

$$\begin{aligned} \Delta_g &= (2/\pi) \Delta_{FBG} \gamma \int_0^L (P^+(z) + P^-(z)) dz \\ &= (4/\pi) \Delta_{FBG} \gamma L \frac{P_{out}}{\ln(1/R_0)}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Таким образом, ширина спектра генерации линейно растёт с увеличением выходной мощности P_{out} , длины резонатора L и ширины спектра отражения ВБР Δ_{FBG} .

До сих пор мы пренебрегали эффектом выжигания пространственных дыр (ВПД) в продольном распределении насыщенного усиления, приводящим не только к режиму самопульсаций вблизи порога генерации (см., например, [164]), но и влияющим на спектр генерации при больших мощностях. Уширение спектра вследствие эффекта ВПД исследовалось ранее для твердотельных лазеров (см., например, книгу [165]). В случае, когда усиливающая среда занимает всё пространство между зеркалами резонатора, было получено, что спектр генерации представляет из себя перевёрнутую параболу, а его ширина пропорциональна корню кубическому из межмодового расстояния резонатора лазера $H = 1/\tau_{rt}$, где τ_{rt} – время обхода резонатора. В твердотельных лазерах обычно используются широкополосные зеркала, а спектр генерации ограничивается шириной линии усиления. Для волоконных лазеров, наоборот, ширина линии усиления много больше ширины спектра отражения ВБР, формирующих резонатор. Примем во внимание это обстоятельство и пренебрежем влиянием ФСМ и дисперсии. Коэффициент усиления пропорционален населённости верхнего рабочего уровня $g \propto N_e$. Время жизни этого уровня $\tau_e \approx 10^{-3}$ с много больше времени обхода резонатора ($\tau_{rt} \approx 10^{-7}$ с при длине лазера $L = 10$ м), поэтому населённость N_e (как и усиление g) определяется через средние по обходу резонатора мощности полей

$$P(z) = P^+(z) + P^-(z) + 2 \operatorname{Re} (\overline{E^+ E^{-*}} e^{2ik_0 z}),$$

где обозначение $\overline{\dots}$ показывает усреднение по времени, $k_0 = \omega_0 n_{\text{eff}}/c$ – волновой вектор, ω_0 – несущая частота, n_{eff} – эффективный показатель преломления для волны на несущей частоте, c – скорость света в вакууме. Средний коэффициент усиления $\overline{g_{\text{sat}}}$ связан с ненасыщенным коэффициентом усиления g_0 , пропорциональным мощности накачки P_p , и мощностью насыщения P_{sat} соотношением: $g_0 = \overline{g_{\text{sat}}} (1 + P/P_{\text{sat}})$. Здесь по-прежнему не учитывается насыщение по мощности накачки в отличие от [129], где рассматривалась накачка в сердцевину и мощность насыщения накачки была мала.

Если представить поля в виде суммы по модам резонатора $P^\pm =$

$\sum_q \overline{I_q^\pm}$, то для насыщенного коэффициента усиления получим:

$$\overline{g_{\text{sat}}(z)} = \frac{g_0 P_{\text{sat}}}{P_{\text{sat}} + P^+(z) + P^-(z) + 2 \sum_q \text{Re} \left(\overline{E_q^+ E_q^{-*}} \exp \{2iz (k_0 + (\pi q/L)) + i\phi_q\} \right)}, \quad (2.11)$$

где ϕ_q — фазы мод. В выражении (2.11) учтено, что слагаемые, осциллирующие с межмодовыми частотами, обращаются в ноль. Каждая мода “ q ” модулирует коэффициент усиления, выжигая решётку с волновым вектором $k_q = 2(k_0 + \pi q/L)$.

В волоконных иттербиевых лазерах мощность насыщения на частоте генерации обычно составляет величину порядка $P_{\text{sat}} \sim 30$ мВт (см., например, [8]). В нашем случае мощность генерации значительно больше, $P^\pm \gg P_{\text{sat}}$. Знаменатель выражения (2.11) можно разложить по амплитудам пространственных решёток:

$$\overline{g_{\text{sat}}(z)} \approx \frac{g_0 P_{\text{sat}}}{P^+(z) + P^-(z)} \times \left(1 - 2 \sum_q \text{Re} \left(\frac{\overline{E_q^+ E_q^{-*}}}{P^+(z) + P^-(z)} \exp \{i(k_q z + \phi_q)\} \right) \right). \quad (2.12)$$

Подставим это выражение в уравнение для огибающей электромагнитной волны, распространяющейся вправо:

$$\frac{dE_m^+}{dz} = \frac{\overline{g_{\text{sat}}}}{2} \left(E_m^+ - \frac{\overline{E_m^+ E_m^{-*}}}{P^+(z) + P^-(z)} E_m^- \right). \quad (2.13)$$

Здесь пренебрегаем слагаемыми осциллирующими с периодом резонатора. Умножим это уравнение на E_m^{+*} и возьмем реальную часть. Усреднив по времени обхода резонатора, получим уравнение на среднюю мощность в моде m :

$$\frac{d\overline{I_m^+}}{dz} = \overline{g_{\text{sat}}} \left(\overline{I_m^+} - \frac{\overline{I_m^+ I_m^-}}{P^+(z) + P^-(z)} \right). \quad (2.14)$$

Поскольку E_m^+ и E_m^- жёстко связаны граничными условиями, то $|\overline{E_m^+ E_m^{-*}}|^2 = \overline{I_m^+ I_m^-}$. Поделим уравнение на $\overline{I_m^+}$ и проинтегрируем по z от 0 до L :

$$\ln \left(\frac{\overline{I_m^+}(L)}{\overline{I_m^+}(0)} \right) = \int_0^L \overline{g_{\text{sat}}}(z) dz - \int_0^L \overline{g_{\text{sat}}}(z) \frac{\overline{I_m^-}(z)}{P^+(z) + P^-(z)} dz. \quad (2.15)$$

Делая аналогичные вычисления для волны, распространяющейся влево, получим:

$$\ln \left(\frac{\overline{I}_m^-(0)}{\overline{I}_m^-(L)} \right) = \int_0^L \overline{g}_{\text{sat}}(z) dz - \int_0^L \overline{g}_{\text{sat}}(z) \frac{\overline{I}_m^+(z)}{P^+(z) + P^-(z)} dz. \quad (2.16)$$

Учитываем граничные условия:

$$I_m^+(L) = I_m^-(L),$$

$$I_m^+(0) = R_m I_m^-(0),$$

где

$$R_m = R(\omega_0 + H \cdot m) = R_0 \exp \left(- (H \cdot m / \Delta_{FBG})^2 \right),$$

ω_0 — частота в максимуме коэффициента отражения $R(\omega_0) \equiv R_0$, а $H = 1/\tau_{rt}$ — межмодовая частота. Складывая уравнения (2.15) и (2.16) находим:

$$2L \langle \overline{g}_{\text{sat}} \rangle - \ln \left(\frac{1}{R_m} \right) = \int_0^L \overline{g}_{\text{sat}}(z) \frac{\overline{I}_m^+(z) + \overline{I}_m^-(z)}{P^+(z) + P^-(z)} dz \quad (2.17)$$

Пока спектр излучения много уже ширины выходной ВБР Δ_{FBG} , а решётка слабая, $R_0 \ll 1$, пространственные распределения мод $I_m(z)$ практически совпадают, поэтому интегралы в правой части уравнения (2.17) выражаются через среднее усиление $L \langle \overline{g}_s \rangle = \int_0^L \overline{g}_{\text{sat}}(z) dz$, и отношение интенсивностей можно вынести из под знака интеграла. В результате получаем форму спектра излучения:

$$\frac{\overline{I}_m^+ + \overline{I}_m^-}{P^+ + P^-} \approx 2 \left(1 - \frac{\ln(1/R_0)}{2 \langle \overline{g}_{\text{sat}} \rangle L} \right) - \frac{1}{\langle \overline{g}_{\text{sat}} \rangle L} \left(\frac{H \cdot m}{\Delta_{FBG}} \right)^2 \geq 0 \quad (2.18)$$

в виде перевернутой параболы. Выходной спектр генерации имеет ту же форму, поскольку его ширина много меньше чем у выходной ВБР. Полуширина спектра по основанию Δ_B ограничена положительными значениями, генерируемой мощности $(\Delta_B / \Delta_{FBG})^2 \equiv 2 \langle \overline{g}_{\text{sat}} \rangle L - \ln(1/R_0)$. Суммируя выражения (2.18) по модам получим единицу в левой части и найдём связь между полушириной спектра по основанию Δ_B и шириной ВБР Δ_{FBG} :

$$1 = \frac{4\Delta_B}{H} \left(1 - \frac{\ln(1/R_0)}{2 \langle \overline{g}_{\text{sat}} \rangle L} \right) - \frac{2}{3 \langle \overline{g}_{\text{sat}} \rangle L} \frac{\Delta_B^3}{H \Delta_{FBG}^2} = \frac{4}{3 \langle \overline{g}_{\text{sat}} \rangle L} \frac{\Delta_B^3}{H \Delta_{FBG}^2} \quad (2.19)$$

Для ширины спектра на полувысоте получаем:

$$\Delta_{SHB} = \sqrt{2}\Delta_B = \left(\frac{3}{\sqrt{2}}\right)^{1/3} (\Delta_{FBG}^2 H \langle \overline{g_{sat}} \rangle L)^{1/3}$$

или

$$\Delta_{SHB} = \left(\frac{3}{2\sqrt{2}}\right)^{1/3} (\Delta_{FBG}^2 H \ln(1/R_0))^{1/3} \approx (\Delta_{FBG}^2 H \ln(1/R_0))^{1/3} \quad (2.20)$$

Ширина спектра генерации растёт с шириной спектра решётки в степени $2/3$, падает с длиной резонатора в степени $1/3$ и не зависит от выходной мощности генерации P_{out} . Оценка ширины спектра генерации для $\Delta_{FBG} = 10$ ГГц (полуширина по уровню $1/e$) и $H = 10$ МГц (при длине резонатора $L = 10$ м) даёт $\Delta_{SHB} = 1,3$ ГГц (5 пм). Таким образом, внутри ширины спектра укладывается больше сотни мод.

Перейдём к сравнению экспериментальных результатов с теорией. Измеренные спектры (рис. 19) аппроксимировались функцией гиперболического секанса (2.1) по методу наименьших взвешенных квадратов. При этом каждая точка на графике является результатом усреднения по 9 значениям, а величина усреднения по оси сигнала соответствует среднестатистической ошибке. Такая аппроксимация демонстрирует очень хорошее согласие теории и эксперимента. Полная ширина на полувысоте, вычисленная в результате аппроксимации всех экспериментальных спектров с помощью зависимости (2.1) в диапазоне мощностей от 0,8 до 12 Вт, представлена квадратами на рис. 20. Следует отметить, что медленно спадающие крылья функции секанса требуют измерения спектров в широких пределах. Неточности в определении уровня нулевого сигнала A_0 приводят к ошибке при вычислении ширины спектра на уровне $\sim 10\%$.

Сплошная линия рис. 20 соответствует теоретической зависимости (2.10), описывающей уширение спектра из-за ФСМ с наклоном $\approx 2,2$ пм/Вт. Штриховая линия соответствует аппроксимации экспериментальных точек линейной функцией. Вычисленный по экспериментальным точкам наклон $\approx 2,58$ пм/Вт близок к указанному теоретическому значению. Полученное значение ширины 9 пм при стремлении к нулевым мощностям близко к оцениваемой согласно выражению (2.20) величине уширения из-за эффекта ВПД, независимого от мощности $\Delta_{SHB} \approx 5,5$ пм. Учёт постоянного смещения даёт хорошее согласие теории и эксперимента.

Незначительное остаточное расхождение может быть вызвано следующими причинами. Величина нелинейности световода не измерялась. Лазер состоял из активного и нескольких пассивных световодов, используемых для объединителя накачек и ВБР, у которых значения нелинейности могут отличаться. В статье [166], не вошедшей в материалы диссертации, производились измерения нелинейности в световоде с сохранением поляризации РМ980-ХР, имеющем сходные характеристики с круглым световодом НІ 1060. Была получена величина $\gamma \approx 3,7 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$. Для оценки нелинейности используемых световодов взято значение $\gamma \approx 4 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$. Кроме того, в теории предполагается, что нет насыщения усиления из-за истощения накачки, и сигнал экспоненциально нарастает вдоль всей длины резонатора. В лазере использовалось примерно 3,5 метра пассивного световода, в котором величина сигнала была постоянна, а нарастание мощности происходило на более коротком участке. Это может привести к занижению оценки уширения спектра. И наконец, в теории влияние нелинейности и выжигания пространственных дыр в распределении усиления учитывалось аддитивно, а более корректно рассматривать их совместное действие.

Можно отметить, что ИВЛ с близкой по уровню выходной мощностью и шириной спектра генерации изучался в работе [167]. Для получения линейной поляризации излучения использовались ВБР с относительно узким спектром отражения. В работе сообщалось о слабом линейном росте ширины спектра в диапазоне от 60 до 80 пм при изменении выходной мощности от 2 до 12 Вт. Использование для измерений анализатора оптического спектра с относительно большой аппаратной функцией (порядка 10 пм) и отсутствие необходимых параметров используемого световода затрудняет корректное сравнение результатов этой работы с изложенной теорией.

Линейная зависимость ширины линии могла бы привести к одночастотной генерации при малых мощностях генерации. Однако эффект выжигания пространственных дыр ограничивает ширину спектра снизу в непрерывном режиме, а при мощностях менее 1 Вт наблюдается переход к импульсному режиму с самосканированием узкой линии, которое будет рассмотрено в следующем параграфе.

2.2. Режим самосканирования частоты

Самоиндуцированные изменения частоты генерации наблюдаются при относительно небольших уровнях мощности на выходе лазера (до 0,8–1 Вт). При этом лазер работает в режиме самоподдерживающихся пульсаций. В данном параграфе подробно описано исследование этого режима как в экспериментальном, так и теоретическом плане.

Впервые режим самоиндуцированного сканирования частоты (ССЧ) наблюдался в рубиновом лазере в работе [168] через год после создания первого лазера. Позднее этот эффект был изучен и объяснен (см., например, [169, 170]). Авторы работы [169] установили, что для объяснения эффекта необходимо учесть выжигание пространственных дыр (ВПД) в коэффициенте усиления. Кроме того, ВПД приводит к тому, что релаксационные колебания в лазере не затухают, и потому генерация происходит в пиковом режиме. Была получена перестройка длины волны $\sim 0,1$ нм. По причине малого диапазона перестройки и нестабильности во времени этот эффект считался нежелательным и поэтому с ним боролись. Разработан ряд методик устранения продольной неоднородности усиления в линейных резонаторах. Можно выделить поляризационный метод [171], в котором при определённой ориентации четвертьволновых пластинок, помещённых на концах резонатора, удаётся избежать формирования областей с нулевой интенсивностью в активной среде. В другом методе предлагается в реальном времени “затирать” дыры в инверсии населённости за счёт механического движения активной среды [172] или смещения интерференционной картины, формируемой стоячей волной, с использованием двух синхронно управляемых электрооптических модуляторов [173].

Эффект ССЧ может наблюдаться не только в результате появления продольной неоднородности усиления, но и при использовании фоторефрактивного зеркала. Так в лазере на красителе была зафиксирована самоиндуцированная перестройка при установке такого зеркала на выходе лазера [174], а также при его использовании в качестве выходного зеркала резонатора [175]. В последней работе диапазон ССЧ составил 37 нм, однако большое время одного периода сканирования (~ 25 мин) затруд-

няло использование на практике такого источника. В дальнейшем аналогичные работы проводились для диодных лазеров (см., например, [176]) с диапазоном сканирования ~ 10 нм. Позднее была предложена модель, объясняющая эффект ССЧ с использованием фоторефрактивного зеркала [177]. Численные расчёты показали, что дисперсионные свойства фоторефрактивного кристалла приводят к плавному смещению спектра отражения в длинноволновую область. Экспериментально влияние дисперсии на сканирование частоты было продемонстрировано в работе [178].

Режим ССЧ в волоконных лазерах (ИВЛ) был независимо зафиксирован и опубликован в работе [179] и в нашей работе [85] относительно недавно. Работа [179] сообщает о самосканировании частоты в режиме квазинепрерывной генерации, обнаруженном в волоконном иттербиевом лазере с двухэлементной оболочкой активного световода и резонатором, образованным двумя сколотыми под прямым углом торцами. В нашей работе эффект обнаружен в широко используемой конфигурации лазера с резонатором, образованным ВБР с одной стороны и сколотым под прямым углом торцом световода с другой стороны. В отличие от работы [179] самосканирование частоты в нашем случае наблюдается в режиме самоподдерживающихся релаксационных колебаний.

Стоит отметить, что диапазон перестройки из-за эффекта ССЧ в волоконных лазерах на два порядка больше, чем было получено в рубиновых лазерах, а скорость сканирования значительно выше, чем при использовании фоторефрактивного зеркала. Это позволило нам не только провести исследования ССЧ в иттербиевом волоконном лазере, но и применить его для измерения узкого резонанса шириной ≈ 14 МГц в спектре отражения ВБР с фазовым сдвигом [180].

2.2.1. Экспериментальное исследование самосканирования частоты

Относительно высокая скорость и малый диапазон сканирования, наблюдавшиеся при проведении исследований спектра генерации в параграфе 2.1, затрудняют наглядную демонстрацию эффекта. Для увеличения диапазона сканирования был собран лазер с большей шириной спек-

тра отражения зеркал резонатора. Кроме того, для более подробного изучения явления удобно использовать спектрограф, осуществляющий одновременную регистрацию всего спектра, вместо спектроанализатора, поскольку в последнем случае при поточечной регистрации наблюдаются эффекты стробирования. В качестве спектрографа использовались приборы LSA и WS-U фирмы Ångström/HighFinesse, позволяющие при минимальном времени экспозиции 1 мс регистрировать ~ 400 спектров в секунду в режиме записи информации в файл и около 20 спектров в секунду при обработке данных и выведении результатов на экран в реальном времени.

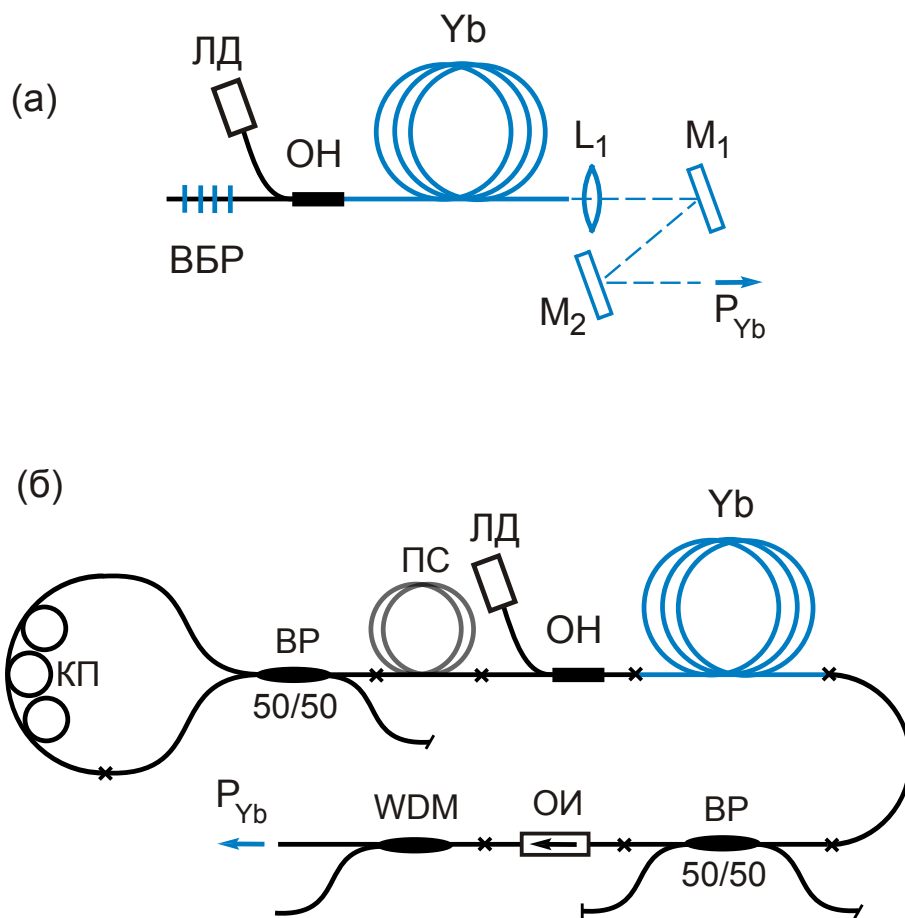


Рис. 22. Схема волоконного лазера с самосканированием частоты на основе (а) ВБР и (б) волоконного кольцевого зеркала.

Схемы волоконных иттербиевых лазеров с самосканированием частоты представлены на рис. 22 а и б. В качестве активной среды лазера использовался аналогичный одномодовый иттербиевый световод с двойной оболочкой (марка SM-YDF-5/130, Nufern), как и в разделе 2.1. Этот световод длиной $l_a = 2,6$ м накачивался в оболочку лазерным диодом

(Lumics) через объединитель накачки (ОН) с одним одномодовым и двумя многомодовыми входными портами. Было реализовано две модификации лазера с самосканированием частоты. Резонатор в первой схеме (рис. 22 а) образовывался сколотым под прямым углом торцом световода (отражение Френеля $\sim 4\%$) с одной стороны и волоконной брэгговской решеткой (ВБР) на длину волны 1060 нм с другой стороны. Такая схема отличается от использованной ранее отсутствием выходной ВБР с узким спектром отражения. На выходе из лазера стояла коллимирующая линза L_1 , так как выходящий из световода пучок сильно расходился. Далее с помощью двух дихроичных зеркал $M_{1,2}$ излучение фильтровалось от непоглощенной накачки.

Резонатор второй схемы (рис. 22 б) формировался с помощью двух волоконных разветвителей (ВР) с коэффициентами деления 50/50 на длину волны 1066 нм. Один из них вместе с контроллером поляризации образовывал волоконное кольцевое зеркало (ВКЗ) [181]. Контроллер поляризации был настроен на минимум проходящей мощности со стороны свободного выхода ВКЗ. Вторым волоконным разветвителем приваривался на выходе активного световода. Один из выходных портов был сколот под прямым углом для обеспечения обратной связи, а другой использовался для получения полностью волоконного выхода лазера. Полезная часть выводимой энергии проходила через оптический изолятор (ОИ), чтобы избежать обратного отражения от измерительной части, и далее через спектрально-селективный разветвитель (980/1060 нм), чтобы разделить генерацию и спонтанное излучение. Применение волоконного разветвителя снижало эффективное отражение выходного зеркала резонатора до 1%. Полностью волоконный выход лазера позволяет использовать измерительные приборы с волоконным входом без потери мощности на заведение. В ходе экспериментов между объединителем накачки и ВКЗ вваривался пассивный световод (ПС) марки 1060-ХР (Nufern) длиной от 0,5 до 40 м.

Результаты измерений динамики длины волны во времени, полученные с помощью спектрографа, для схемы с ВБР и ВКЗ представлены на рис. 23 а и б соответственно. Различие в ширине спектров отражения этих зеркал приводит к различию диапазонов сканирования. Для

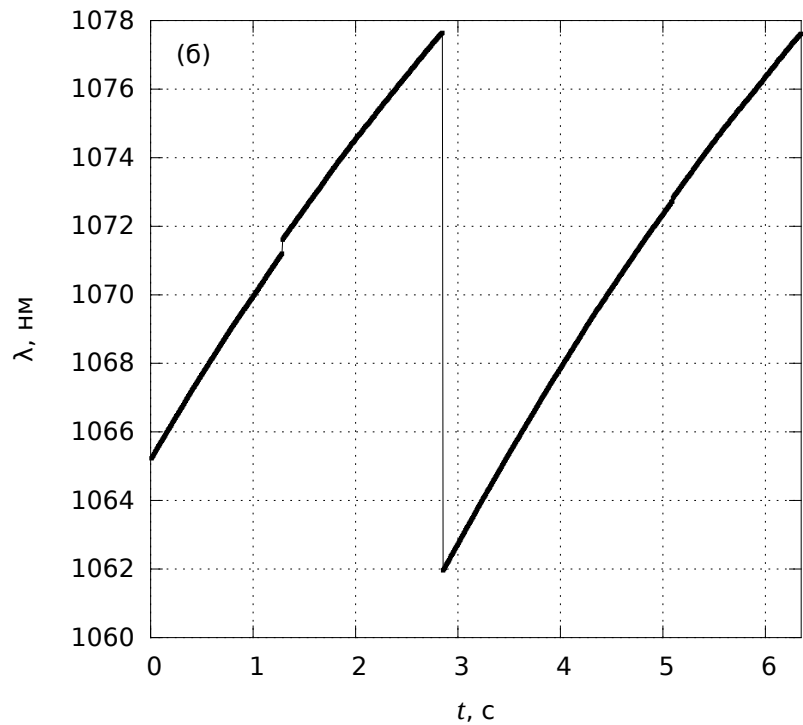
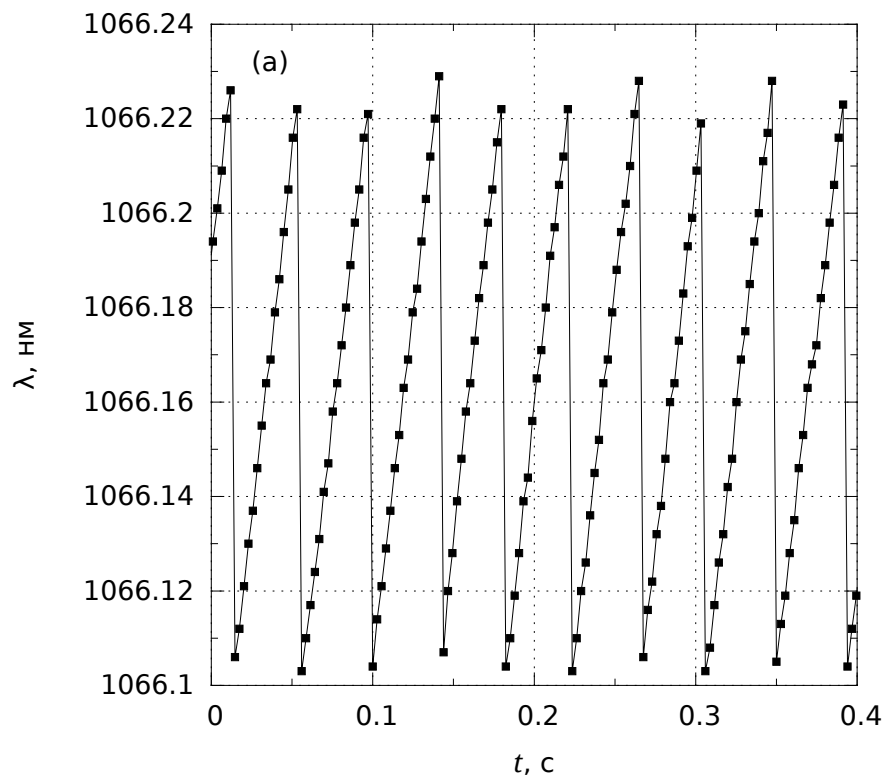


Рис. 23. Изменение длины волны во времени для схемы с ВБР (а) и ВКЗ (б).

ВБР длина волны пробегала область порядка 0,1 нм, а для ВКЗ диапазон увеличивался до 16 нм. Скорость изменения длины волны составляла несколько нанометров в секунду. Она увеличивалась с ростом выходной мощности и уменьшением длины резонатора лазера.

Измерители LSA и WS-U по уширению измеренного пика определяют ширину линии излучения, но в нашем случае линия генерации была слишком узкая и фактически измерялась аппаратная функция прибора. На основании этого был сделан вывод, что значение ширины не превышало 100 МГц.

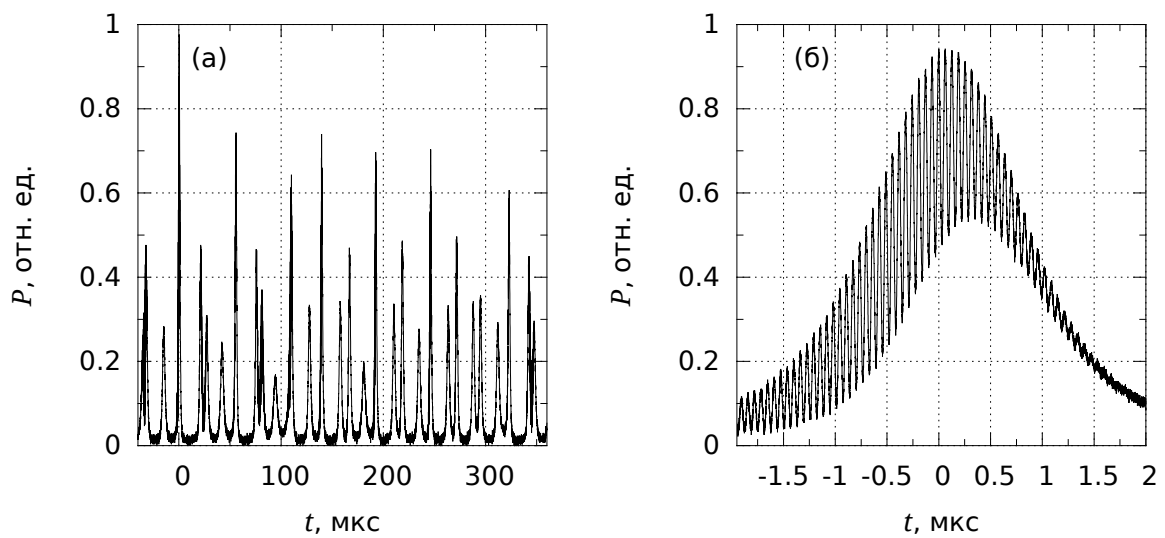


Рис. 24. Примеры временной зависимости мощности на масштабах генерации многих (а) и одного (б) импульсов в режиме самосканирования частоты.

Самосканирование частоты проходит в режиме самоподдерживающихся пульсаций. Изучение временной динамики мощности лазеров осуществлялось с помощью быстрого InGaAs фотодетектора (DET01CFC с полосой 2 ГГц, Thorlabs) и цифрового осциллографа (TDS 3032B с полосой 300 МГц, Tektronix). Характерная временная зависимость приведена на рис. 24 а. Отдельные импульсы имеют значительную модуляцию на межмодовой частоте (рис. 24 б), что говорит о малом числе одновременно генерируемых продольных мод. Анализ радиочастотного спектра также показал, что генерация происходит на небольшом количестве продольных мод. Известно, что самопульсации вызваны релаксационными осцилляциями [165] с частотой, определяемой временем жизни фотона в резонаторе и мощностью накачки лазера [182]:

$$\nu_{\text{osc}} \propto \frac{1}{\tau_c} \left(\frac{P_p}{P_p^{\text{th}}} - 1 \right) \propto \frac{P_g}{L},$$

где τ_c — время жизни фотона в резонаторе, L — длина резонатора, P_p — мощность накачки, P_p^{th} — пороговая мощность накачки, P_g — мощность генерации. Эффективность лазерной генерации изменялась от 10 до 25% при увеличении мощности накачки от $P_p^{\text{th}} = 0,8$ Вт до $P_p = 4$ Вт.

В эксперименте также наблюдалось, что средняя частота повторения импульсов корневым образом растет с увеличением мощности генерации лазера и уменьшается с длиной резонатора. Режим самопульсаций переходил в непрерывный при значительном увеличении мощности накачки или увеличении длины резонатора. Наши наблюдения хорошо согласуются с результатами работ, посвященных изучению режима самопульсаций волоконных лазеров [183, 184, 185].

Скорость изменения длины волны сходным образом зависела от длины резонатора и мощности генерации, как и частота повторения импульсов. Время одного измерения на спектрографе превышало 1 мс, поэтому в эксперименте измерялось среднее по многим импульсам (порядка сотни) значение длины волны. Средняя скорость сканирования была постоянной, а изменение частоты от импульса к импульсу составляло от одного до десяти межмодовых интервалов и зависело от длины и положения активной среды в резонаторе лазера.

Возвращаясь к исследованиям параграфа 2.1, можно заключить, что за время измерения 1 мс при характерной скорости сканирования 3 нм/с, длина волны изменится на 3 пм. Характерная ширина спектра генерации и области самосканирования при переходе в непрерывный режим составляла 9 пм (см. рис. 20). С учётом того, что запись данных с использованием спектрографа была порядка 350 точек в секунду, то количество точек во время одного сканирования уменьшилось до одной-двух. Поскольку прямые измерения длины волны лазера от времени были затруднены, мы ограничились косвенными, проведёнными на базе анализатора оптических спектров (модель AQ6370, Yokogawa) и сканирующего интерферометра Фабри-Перо (см. параграф 2.1).

Фоточувствительным элементом в анализаторе оптических спектров является точечный фотодетектор. Сканирование дисперсионных элемен-

тов позволяет осуществлять регистрацию спектра в заданном диапазоне длин волн. При проведении измерений выбираются спектральное разрешение, центральная длина волны и диапазон сканирования. Если на приборе выставить минимально возможное значение разрешения (≈ 23 пм в нашем случае), а диапазон сканирования сделать равным нулю, то анализируемый сигнал будет измеряться в режиме фотодетектора в относительно узкой спектральной полосе. Временную зависимость выходного сигнала с анализатора оптических спектров можно записать на цифровой осциллограф.

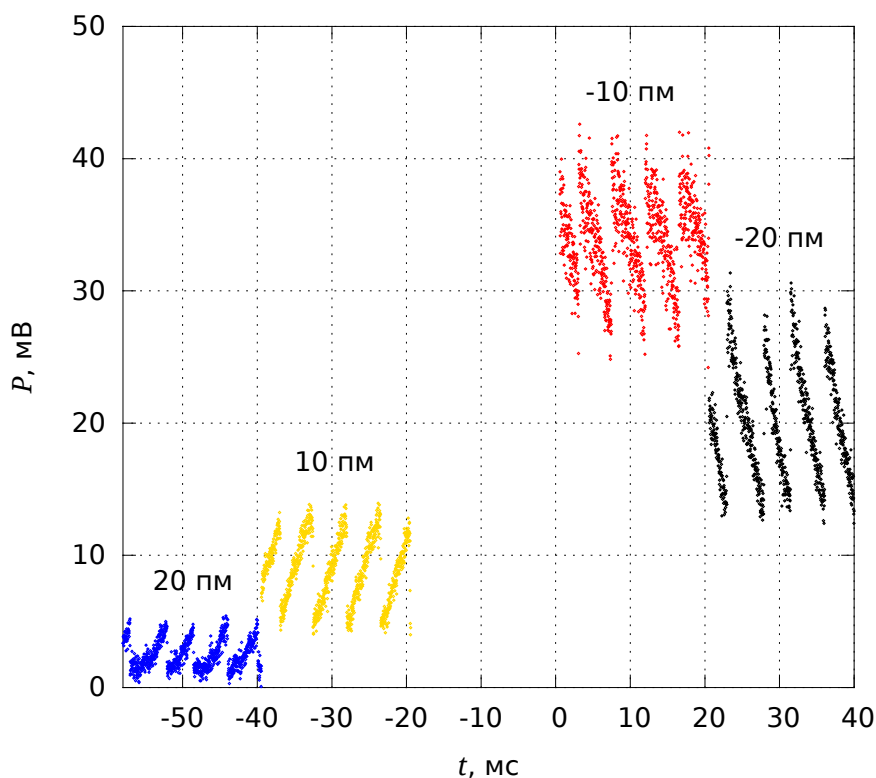


Рис. 25. Временная зависимость выходного сигнала с анализатора оптических спектров при измерении мощности генерации ИВЛ с самосканированием частоты на четырёх длинах волн. Цифрами над группами кривых указано относительное смещение спектральной области регистрируемого сигнала.

На рисунке 25 представлены результаты четырёх серий таких измерений для выходной мощности 0,5 Вт при отстройке на -20, -10, 10 и 20 пм от центра области самосканирования. Из-за относительно малого размера области сканирования в каждой серии прописывался только кусочек аппаратной функции спектроанализатора. Сканирование осуществляется в длинноволновую область, поэтому при положительных отстройках

центра области регистрации сигнала относительно от области сканирования наблюдается рост мощности в процессе сканирования, а при отрицательных отстройках — спад. Из рис. 25 видно, что время одного сканирования составляло около 4 мс.

Измерения со сканирующим интерферометром Фабри-Перо проводились при исследовании уширения спектра генерации с ростом мощности. На пьезоэлемент интерферометра подавалось пилообразное напряжение симметричного вида. При этом резонансная частота интерферометра сканировалась попеременно в коротковолновую и длинноволновую области. Варьируя скорость изменения управляющего напряжения, можно было приблизить по величине скорости сканирования частот интерферометра и иттербиевого лазера. Ширина аппаратной функции интерферометра составляла 1 пм, а область сканирования при мощности генерации 0,8 Вт достигала 9 пм. Если в процессе сонаправленного сканирования резонансная длина волны интерферометра отстояла на несколько пикометров от линии генерации, то регистрации пика не происходило. При противонаправленном сканировании регистрация линии происходила всегда, поскольку резонансная длина волны интерферометра пересекает ход линии сканирования лазера.

На рисунке 26 показан пример регистрации спектра с помощью интерферометра при последовательном сонаправленном и противонаправленном сканировании для выходной мощности лазера 0,8 Вт. Первую половину времени направления сканирования совпадают, а во второй половине — различаются. В последнем случае наблюдается по два узких резонанса в каждой из трёх областей генерации. На рисунке для масштаба указана область свободной дисперсии интерферометра. Видно, что при сонаправленном сканировании один из порядков интерференции пропущен, а два других значительно уширены. Различие измеряемых спектров подтверждает наличие самосканирования линии генерации в исследуемом лазере.

Регистрируемая ширина линии при противонаправленном сканировании определялась величиной аппаратной функции интерферометра ~ 1 пм (0,3 ГГц). Отметим, что в наших последующих работах (см. [180, 186]) была показана возможность генерации одной продольной моды во

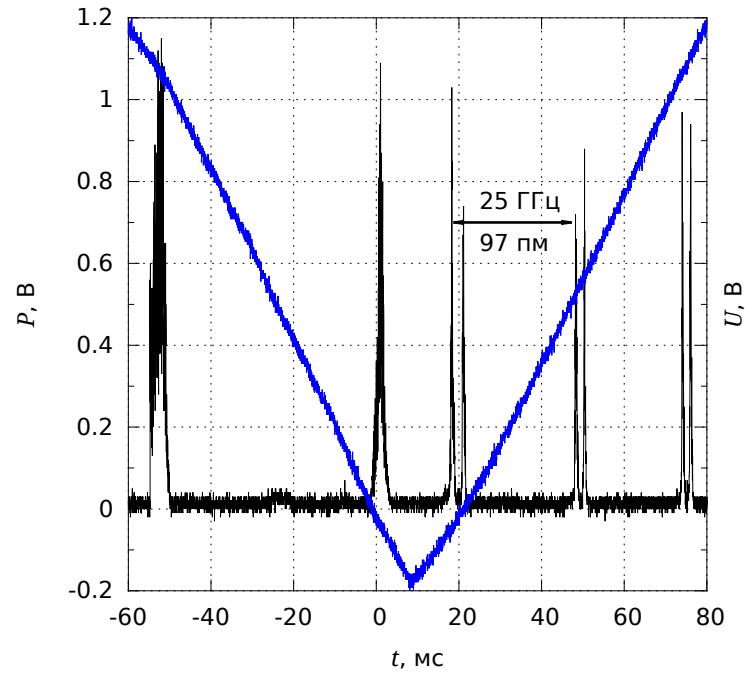


Рис. 26. Спектр генерации, измеренный с помощью сканирующего интерферометра при последовательном совпадении и различии направлений сканирования интерферометра и линии генерации лазера. V-образной линией показана временная зависимость управляющего напряжения. Цифрами для масштаба указана величина области свободной дисперсии.

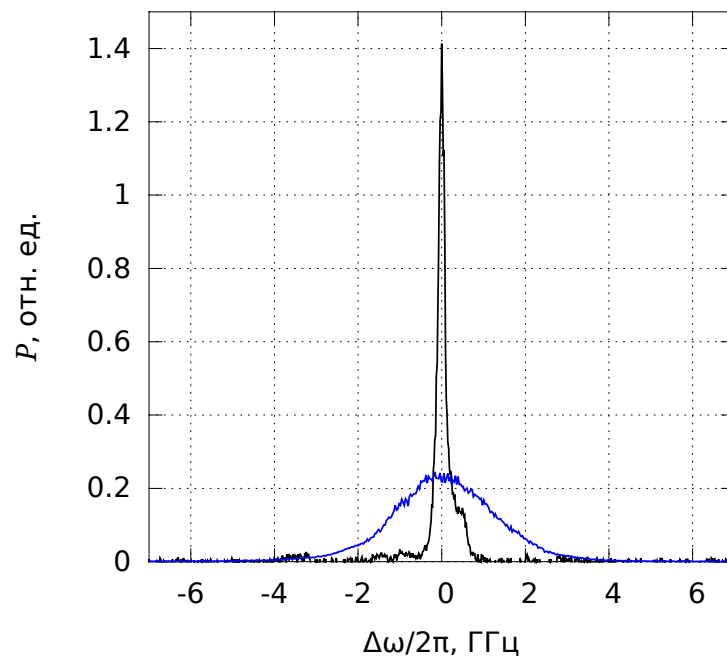


Рис. 27. Пример генерации узкого и широкого спектров при выходной мощности 0,8 Вт.

время каждого единичного импульса. При этом ширина спектра излучения лазера, собранного на компонентах с сохранением поляризации, в работе [186] уменьшилась до ~ 1 МГц. В лазере без использования компонентов с сохранением поляризации наблюдалось одновременное сканирование двух поляризационных мод со сдвигом по частоте на ~ 100 МГц [180]. Таким образом, измерения ширины линии в нашем случае находятся в согласии с результатами этих работ даже при наличии возможного сдвига частоты 100 МГц между поляризационными компонентами.

В области от 0,8 до 1 Вт выходной мощности наблюдаются постепенная смена режима генерации с импульсного на непрерывный, где происходят скачкообразные переходы между генерацией широкого и узкого спектров и обратно. Пример таких спектров показан на рисунке 27. Во время смены режимов не наблюдалось скачков средней мощности. Отношение амплитуд пиков связано с отношением ширины спектра генерации в непрерывном режиме к ширине аппаратной функции интерферометра.

2.2.2. Модель спектральной динамики в режиме самосканирования частоты

Теоретическое описание процесса самоиндуцированного сканирования частоты (ССЧ) представляет довольно сложную задачу. Некоторые аспекты этого вопроса, связанные с изменением инверсии населённости, были рассмотрены в работе [169]. В ней была предложена модель эффекта ССЧ в рубиновом лазере, основанная на выжигании пространственных дыр (ВПД) стоячей волной в распределении инверсии заселённости по длине резонатора. Попробуем ее дополнить применительно к иттербиевому лазеру и получить некоторые оценки.

В процессе генерации усиление в пучностях моды уменьшается, а в узлах – остаётся ненасыщенным. Эффект ССЧ возникает в режиме самоподдерживающихся пульсаций. Предположим, что в генерации импульса участвует только одна продольная мода с индексом m . Распределение интенсивности по координате z для неё имеет вид:

$$I_m(z) = I_0 \sin^2 \left(\frac{\pi m z}{L} \right),$$

где I_0 — амплитуда, L — длина резонатора.

Стоячая волна ведет к выжиганию пространственных дыр инверсии и уменьшению усиления из-за насыщения на величину

$$g_m(z) = -2g_m^0 \sin^2\left(\frac{\pi mz}{L}\right) = g_m^0 \left[\cos\left(\frac{2\pi mz}{L}\right) - 1 \right], \quad (2.21)$$

где g_m^0 — амплитуда дыры. Вышедшая в генерацию продольная мода записывает пространственную решётку в коэффициенте усиления. Время жизни этой решётки определяется временем жизни верхнего лазерного уровня иона иттербия $\tau_e \approx 0.8$ мс (см., например, [7]), тогда как время жизни самой моды определяется периодом релаксационных колебаний $T_{\text{osc}} = 1/\nu_{\text{osc}} \sim 10$ мкс. Можно оценить амплитуду решетки в коэффициенте усиления g_{sat} , которую успеет записать мода за время импульса:

$$\frac{g_m^0}{g_{\text{sat}}} \sim \frac{P_g T_{\text{osc}}}{P_{\text{sat}} \tau_e} \sim 10^{-1} - 10^{-2},$$

где P_g, P_{sat} — средняя мощность и мощность насыщения соответственно. Мощность насыщения составляла $P_{\text{sat}} \sim 10$ мВт, а средняя мощность генерации не превышала $P_g < 1$ Вт. Таким образом, продольная мода записывает в среде долгоживущую, но относительно слабую решетку. Из-за большого времени жизни дыры от моды m добавка в усиление $g_m(z)$ влияет на последующую генерацию многих мод. Рассмотрим влияние моды m на генерацию моды с номером m' . На рисунке 28 схематиче-

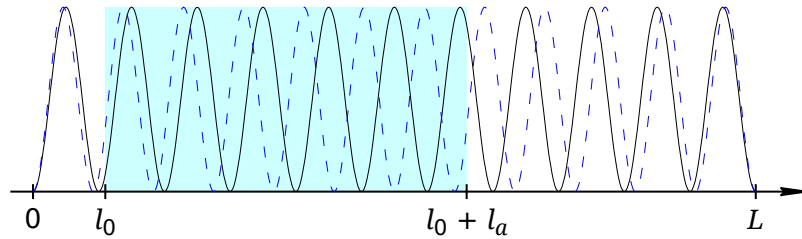


Рис. 28. Схематическое распределение интенсивности стоячей волны для двух соседних мод линейного резонатора. Через l_0, l_a и L обозначено положение начала, длина активного световода и длина резонатора лазера соответственно.

чески показано распределение интенсивности для двух соседних мод в линейном резонаторе. Эффективный коэффициент усиления для генерации новой моды m' пропорционален интегралу перекрытия решетки от

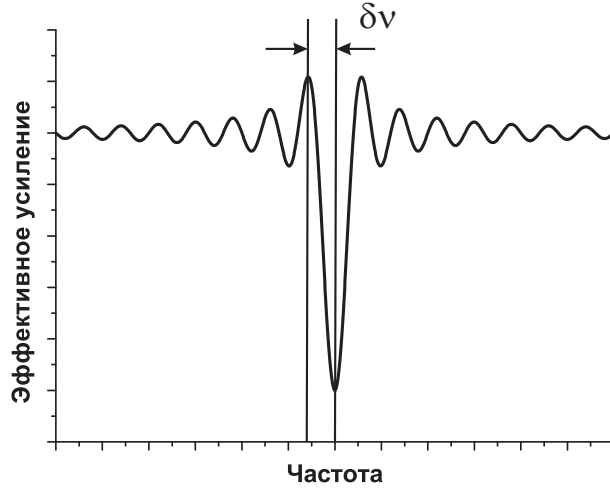


Рис. 29. Эффективное усиление после генерации одной моды в соответствии с выражением (2.23).

предыдущей моды m и распределения интенсивности моды m' по длине активной среды l_a [169]:

$$\Delta g_{m'} \propto \int_{l_0}^{l_0+l_a} I_{m'}(z) g_m(z) dz. \quad (2.22)$$

Для упрощения вида выражений предположим, что активная среда находится в начале резонатора $l_0 = 0$. Кроме того, включим слагаемое, независящее от номера моды, в определение нового уровня насыщенного усиления g_{sat} . Отбрасывая быстро осциллирующие члены в выражении (2.22), получаем

$$\Delta g_{m'} \propto - \int_0^{l_a} \cos \left[2\pi \frac{z}{L} (m - m') \right] dz = -l_a \text{sinc} \left[2\pi \frac{l_a}{L} (m - m') \right]. \quad (2.23)$$

Это выражение означает, что мода m уменьшает усиление больше всего сама себе. На следующем периоде релаксационного колебания это может привести к подавлению моды с номером m и появлению других продольных мод. Перескок на другую моду подтверждается тем, что релаксационные колебания не затухают [187]. Значение кардинального синуса (2.23) определяется модулем разности $|m - m'|$, поэтому приведённая модель изначально не даёт информации о выделенном направлении для генерации последующих мод (рис. 29). Пока предполагаем, что происходит увеличение длины волны. То есть в генерацию следующего импульса выходит другая продольная мода $m' < m$ с меньшей частотой.

Номер следующей моды определяется наибольшим усилением в среде, что соответствует первому минимуму кардинального синуса:

$$m' = m - \frac{3L}{4l_a}$$

Из этого выражения сразу можно оценить скачок частоты между импульсами:

$$\delta\nu = \frac{c}{2Ln_{\text{eff}}}\frac{3L}{4l_a} = \frac{3}{8}\frac{c}{n_{\text{eff}}l_a}, \quad (2.24)$$

n_{eff} — эффективный показатель преломления среды. Таким образом изменение частоты определяется длиной активной среды l_a . Для параметров реализованного на основе ВКЗ лазера эта величина составляет $\delta\nu \approx 29$ МГц. Экспериментально измеренное значение изменения частоты между импульсами лежит в пределах от 17.7 до 25.9 МГц при изменении длины резонатора в 7.5 раз (от 5.9 до 44.4 м). Усредненное по всем длинам резонатора экспериментальное значение $\delta\nu_{\text{exp}} \approx 22.5$ МГц отличается от теоретического менее чем на 30 %.

Новая мода также запишет в активной среде пространственную решётку коэффициента усиления. Так как предыдущая решётка еще находится в среде по причине большого времени жизни верхнего уровня, то надо сложить новую и все предыдущие решётки. При этом выражение (2.22) представляет из себя сумму интегралов, и можно записать влияние всех решёток с номерами $i > j$ на моду с номером j :

$$\Delta g_j \propto \sum_i \text{sinc}\left[2\pi\frac{l_a}{L}(i-j)\right] \quad (2.25)$$

Суммирование ведется по всем выходившим в генерацию модам (с шагом $3L/4l_a$). Моды, которые уже выходили в генерацию, будут подавлены. В генерацию будет выгоднее выйти той моде, у которой изменение частоты соответствует условию (2.24). Функция (2.25) аналогична интегральному синусу и представляет ступеньку с осцилляциями (рис. 30 а).

Несложно оценить ширину структуры, индуцированной ВПД. При этом надо учитывать постепенное стирание записанных решёток (штриховая линия на рис. 30 а). На генерацию новой моды будет влиять $\tau_e/T_{\text{osc}} \sim 100$ уже выходивших в генерацию мод. Откуда полная ширина дыры в

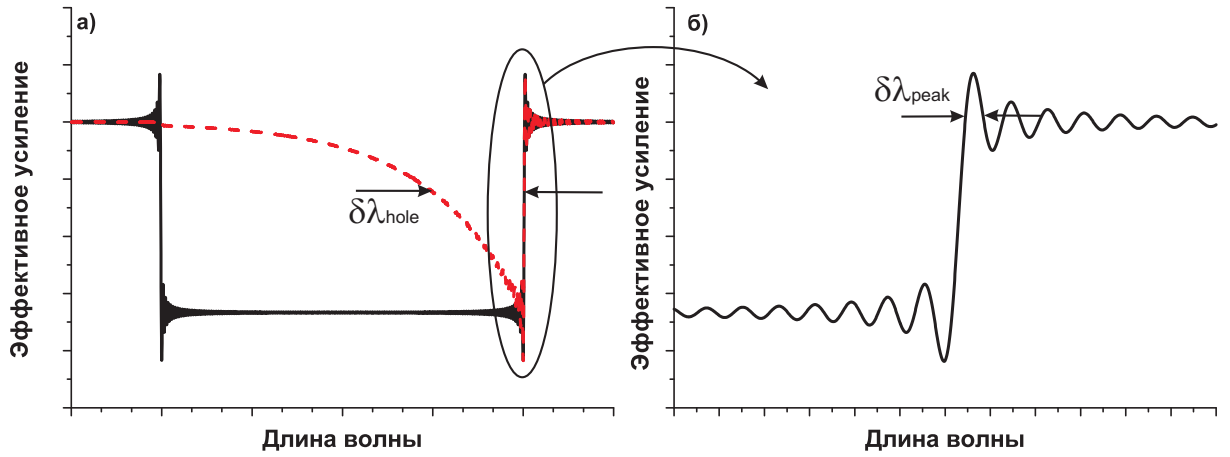


Рис. 30. Эффективное усиление после генерации большого количества мод в соответствии с выражением (2.25) в разных масштабах. Пунктирной линией показана форма дыры с учетом постепенного стирания записанных решёток.

усилении $\delta\nu_{\text{hole}} \sim \delta\nu \cdot \tau_e / T_{\text{osc}} \sim 3$ ГГц или $\delta\lambda_{\text{hole}} \sim 10$ пм. Ширина длинноволнового максимума связана с шириной единичного кардинального синуса $\delta\nu_{\text{peak}} \sim \delta\nu \cdot L / 2l_a = c / 4n_{\text{eff}}l_a \approx 20$ МГц или $\delta\lambda_{\text{peak}} \sim 0.07$ пм, поэтому она на два порядка меньше ширины дыры (рис. 30 б).

Так как мы предполагаем, что частота изменяется от импульса к импульсу, то временная динамика длины волны определяется временной динамикой релаксационных колебаний. Скорость сканирования можно оценить как

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{\delta\lambda}{T_{\text{osc}}} \propto \frac{1}{l_a} \sqrt{\frac{P_g}{L}}.$$

То есть вслед за релаксационными колебаниями, скорость сканирования корневым образом увеличивается со средней мощностью генерации и уменьшается с длиной резонатора. Следует также заметить, что эффект ССЧ наблюдался только в присутствии самопульсаций.

Можно назвать несколько возможных механизмов задающих начальное направление изменения длины волны. Для начала остановимся на механизме, основанном на деформации контура усиления итербия в зависимости от уровня инверсии. Импульсы в лазере уменьшают инверсию населенности. При этом усиление флуктуирует около среднего уровня, соответствующего уровню потерь. Для простоты будем считать, что потери не зависят от длины волны. Известно (см., например, [7]), что с уменьшением инверсии населенности в итербиевом лазере контур уси-

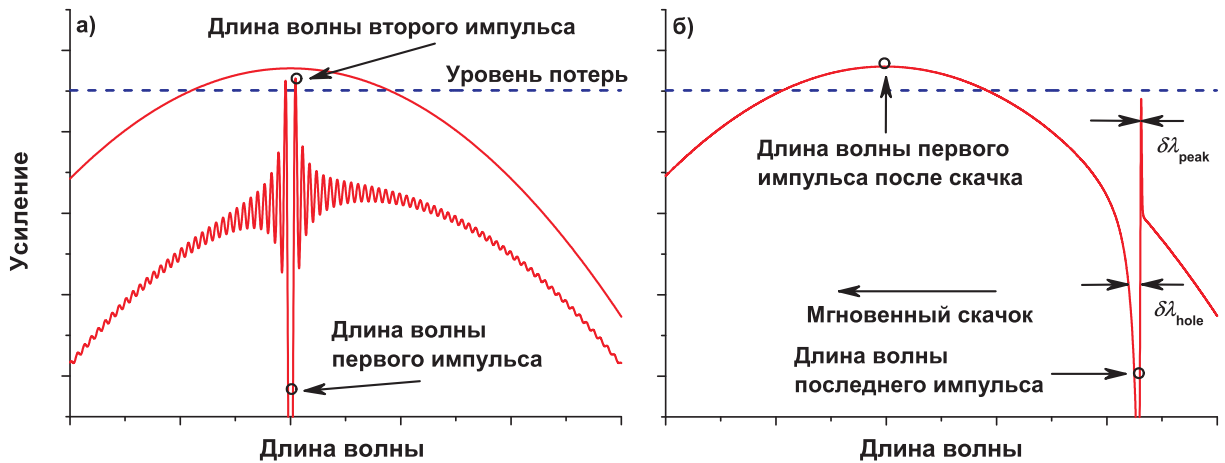


Рис. 31. Динамика контура усиления иттербия в разные моменты времени: (а) после генерации первого импульса, (б) после генерации последнего импульса. Пунктирная линия соответствует уровню потерь в резонаторе.

ления смещается в длинноволновую сторону. После импульса идет постепенное увеличение инверсии населенности, до тех пор пока не превышает уровень потерь, и в генерацию выходит следующий импульс. В начальный момент генерация начинается на левом крыле контура усиления из-за его смещения (рис. 31 а). После генерации первого импульса, длина волны генерации будет двигаться из эффекта ВПД, потому что для следующих импульсов длинноволновая компонента спектра испытывает большее усиление. Это продолжается до тех пор, пока длина волны генерации не достигнет края зеркала, где разница усиления и потерь для коротковолновых компонент выше, чем для длинноволновых (рис. 31 б).

Представленное рассмотрение носит качественный характер. В модели не учитывается неоднородность излучения генерации по длине и динамические фазовые решетки. Динамические решетки в усилении согласно соотношениям Крамерса-Кронига [79] приводят к модуляции показателя преломления или к динамическим фазовым решеткам (ДФР). В начале параграфа 2.2 упоминалось о влиянии фоторефрактивного зеркала на работу диодных лазеров и лазеров на красителях. В нашем случае фоторефрактивное зеркало совмещено с активной средой. До некоторой степени влияние фазовой решетки записанной в активном световоде аналогично действию постоянной ВБР записанной в лазерах с распределенной обратной связью, используемых для получения одночастотной генерации. Однако в обычных твердотельных лазерах ДФР, записанная

в активной среде, слабо влияет на динамику генерации. Длина активных волоконных световодов велика, поэтому формирование фазовой решётки, может повлиять на добротность резонатора и работу лазера.

Недавно в нашей работе [186] удалось существенно улучшить характеристики лазера. Было продемонстрировано увеличение области сканирования до 20 нм, а также стабильности генерируемых импульсов. Показано, что в течении каждого импульса генерируется одна продольная мода, а изменение частоты между импульсами в зависимости от конфигурации резонатора составляет 6 или 12 МГц. Кроме того, исследовалось изменение частоты излучения за время генерации одного импульса. Показано, что изменение показателя преломления в активной среде, вызванное уменьшением усиления во время генерации импульса, приводит к сдвигу положения центра линии на величину порядка 1 МГц. Эта информация помогла оценить влияние динамических фазовых решёток. Удалось показать, что изменение добротности резонатора при формировании ДФР может даже сильнее отразиться на динамике частоты, чем изменение усиления из-за эффекта ВПД.

Рассмотрим влияние моды m на генерацию моды m' с учётом фазовых эффектов. В результате генерации моды с номером m в активном волоконном световоде записаны динамические решётки показателя преломления и усиления $n_m(z) \propto g_m(z) \propto \cos(2\pi mz/L)$. Здесь в отличие от выражения (2.21) независимое от координаты слагаемое перенесено в определение среднего уровня насыщенного усиления. При генерации одной моды происходит синхронное нарастание интенсивности $I_{m'}(t)$ во всём резонаторе, которое можно характеризовать экспоненциальным фактором $f_{m'}$: $I_{m'}(t) \propto \exp(f_{m'}t)$. Этот экспоненциальный фактор согласно работе [186] можно представить в виде разности двух членов:

$$\begin{aligned} \Delta f_{m'} \propto & -g_m^0 \int_{l_0}^{l_0+l_a} \cos \left[2\pi \frac{z}{L} (m - m') \right] dz + \\ & \gamma_m^0 \int_{l_0}^{l_0+l_a} \text{th} (g_{\text{sat}}(z - l_0 - l_a)) \sin \left[2\pi \frac{z}{L} (m - m') \right] dz, \end{aligned} \quad (2.26)$$

где γ_m^0 — величина, характеризующая амплитуду фазовой решётки. При выводе данного выражения предполагалось, что выходное зеркало находится в точке $z = 0$, а плотное зеркало в точке $z = L$ (см. рис. 28).

Сравнение с ранее полученным выражением (2.23) для усиления моды m' демонстрирует эквивалентность результатов в пренебрежении фазовыми эффектами, а учёт последних приводит к аддитивной добавке в скорость нарастания поля моды. Отношение величин $\gamma_m^0/g_m^0 \approx 3,4$, измеренное в работе [186], показало, что фазовая решётка оказывает даже большее влияние на формирование поля моды, чем решётка усиления. Другими словами, изменение спектра потерь за счёт возникновения слабого распределённого зеркала в активной среде в низкодобротном резонаторе оказывает большее влияние, чем изменение спектра усиления.

Анализ членов выражения (2.26) говорит о существенном различии их свойств. Так если первый член является симметричной функцией разности $m' - m$, то второй – асимметричной. Кроме того, наибольшее уменьшение усиления происходит для генерируемой моды m , а фазовая решётка наоборот не оказывает на себя влияния. Асимметрия члена, соответствующего фазовой решётке, приводит к различию скорости нарастания поля в зависимости от направления изменения номера моды. Эта асимметрия определяется положением активной среды в резонаторе.

Для качественного описания влияния фазовой решётки на добротность резонатора удобно провести аналогию с выходным зеркалом интерферометра Маха-Цендера. Результат интерференции прошедшего и отражённого пучков зависит там от относительного положения зеркала и интерференционной картины, формируемой этими пучками. Разница заключается в том, что фазовая решётка является слабоотражающим зеркалом, а его положение относительно стоячей волны, формируемой новой модой m' медленно изменяется вдоль резонатора. Малость отражения приводит к тому, что влияние фазовой решётки исчезающе мало при равенстве интенсивностей встречных волн. Так, функция тангенс гиперболический в выражении (2.26) обращается в ноль на правой границе активной среды, где интенсивности встречных волн совпадают. Кроме того, функция мала при высокой добротности резонатора и, соответственно, малой величине насыщенного усиления $g_{\text{sat}}l_a \ll 1$. В лазере со сколотым под прямым углом световодом, используемым в качестве выходного зеркала, добротность мала ($g_{\text{sat}}l_a \approx \ln 5$), и фазовые решётки оказывают существенное влияние на динамику частоты. Более полную

информацию о фазовых решётках в ИВЛ с самосканированием частоты можно найти в работе [186].

2.3. Перестройка частоты генерации ИВЛ в широком диапазоне

Лазеры с самосканированием частоты представляют из себя интересный вариант узкополосных перестраиваемых лазеров, но их мощность пульсирует во времени. Для многих приложений требуется непрерывное излучение с возможностью установки определённого значения длины волны. Известно, что иттербиевые лазеры могут излучать в широком спектральном диапазоне. Уже на раннем этапе исследований с применением накачки в сердцевину активного световода в работе [5] продемонстрирован широкий диапазон перестройки от 1010 до 1162 нм. Для повышения мощности излучения используют многомодовые диоды и накачку во внутреннюю оболочку. Для световодов с двойной оболочкой и характерным отношением диаметров внутренней оболочки и сердцевины ~ 40 область перестройки уменьшилась до 90 нм [35]. Причём в центральной части шириной ~ 60 нм мощность генерации практически не меняется благодаря большой однородной ширине линии усиления и низкому порогу генерации. При отстройке от максимума проявляется влияние неоднородного уширения в виде роста спонтанного излучения вдали от линии генерации (см., например, [34]). При этом на краях перестроечной кривой при отстройке на 45 нм вклад спонтанного излучения в выходную мощность может достигать несколько процентов [35]. В указанных схемах в качестве перестроечных элементов использовались объёмные дисперсионные призмы или дифракционные решётки, что затрудняет интеграцию с волоконными компонентами. В работе [188] для перестройки кольцевого волоконного лазера использовался пропускающий фильтр с волоконными входом и выходом фирмы Keopsys, вносящий относительно большие потери в резонатор ~ 3 дБ, конструкция которого не уточняется. Получена перестройка в области от 1040 до 1100 нм в полностью волоконном лазере. В области 1100 нм наблюдается увеличение

спонтанного излучения и падение мощности генерации.

Перестраиваемые волоконные брэгговские решётки (ПВБР) могут служить альтернативой перестраиваемым фильтрам, поскольку имеют малые потери на поглощение и рассеяние и способны работать при большой мощности генерации. Изменение длины ВБР за счёт приложения осевой нагрузки приводит к смещению максимума отражения на величину:

$$\Delta\lambda_{Br} = \lambda_{Br0}(1 - p_e)\varepsilon_{Br}, \quad (2.27)$$

где $p_e = 0,22$ — фотоэластический коэффициент, ε_{Br} — относительное удлинение световода, λ_{Br0} — положение резонансной длины волны в отсутствии растяжения при $\varepsilon_{Br} = 0$. Отметим, что перестройка с растяжением ВБР ограничена типичными значениями $\varepsilon_{Br} \sim 0,01$ из-за относительно малой прочности световодов. При этом сжатие ВБР обеспечивает существенно больший диапазон перестройки ($\varepsilon_{Br} \sim -0,2$), благодаря большей прочности в этом случае [189]. Обычно используется два метода для осуществления осевой нагрузки: сжатие световода в феруле [189] и изгиб пластины с наклеенным на него световодом [44]. Рекордный диапазон перестройки реализован во втором варианте: 110 нм в области 1,55 мкм ($\varepsilon_{Br} \sim -0,09$) [44]. Однако при использовании такой ВБР в качестве элемента резонатора волоконных лазеров диапазон перестройки не превышал 35 нм для эрбиевого лазера, генерирующего в области 1,55 мкм [45], и 15 нм для неодимового лазера, генерирующего в области 0,9 мкм [46].

На рисунке 32 показаны принципиальные схемы сжатия ВБР для перестройки частоты. Осевое сжатие в феруле показано на рис. 32 а. Световод с ВБР помещён в две соосные ферулы и приклеен к ним на краях в двух дальних точках. Соосное сближение ферул позволяет осуществлять сжатие и уменьшать длину волны. Максимальная степень сжатия ограничивается зазором между ближними концами ферул и равна отношению величины зазора к длине световода между точками заклейки. Схема осевого сжатия при изгибе пластины показана на рис. 32 б. ВБР приклеена сверху на пластину из оргстекла толщиной d_b . Изгиб пластины приводит к механическому сжатию ВБР на величину $\varepsilon_{Br} = -d_b/2R$, где R — радиус кривизны пластины со световодом. При заклейке двух ВБР,

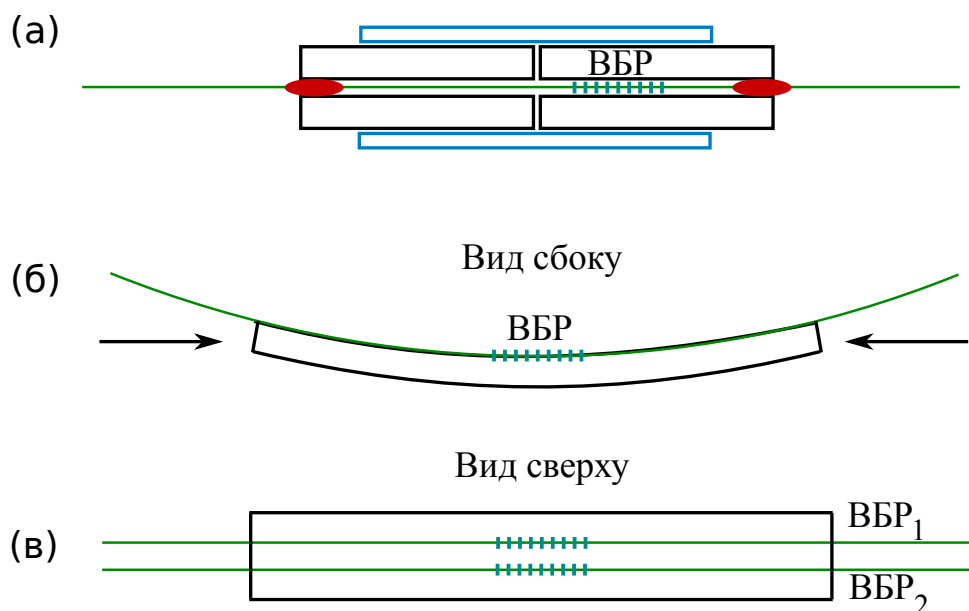


Рис. 32. Схема сжатия ВБР в феруле (а), на изгибной пластине (б) и (в).

образующих резонатор, на одну пластину (рис. 32 в) можно осуществлять одновременную перестройку обеих ВБР, что может значительно облегчить перестройку волоконного лазера.

Вначале была реализована схема ИВЛ с одной перестраиваемой ВБР (см. рис. 33 а). Излучение накачки многомодового лазерного диода ЛД коллимировалось линзой L_2 , проходило через прозрачное для излучения накачки и высокоотражающее на длине волны генерации зеркало M и фокусировалось в активный световод с двойной оболочкой Yb линзой L_1 . Резонатор полностью волоконного лазера сформирован ПВБР с одной стороны и торцом сколотого под прямым углом световода с коэффициентом отражения в широком спектральном диапазоне $\sim 4\%$ с другой стороны. В разжатом состоянии ($\varepsilon_{Br} = 0$) резонансная длина волны была $\lambda_{Br0} = 1093$ нм, а коэффициент отражения – около 60%. Отражённое от дихроичного зеркала излучение генерации ИВЛ регистрировалось попеременно измерителем мощности P_{Yb} и анализатором оптического спектра АОС. Получена перестройка в области более 40 нм с выходной мощностью до 6 Вт при мощности диодной накачки около 10 Вт. Ширина линии (около 0,15 нм) и выходная мощность слабо зависели от длины волны (квадраты на рис. 34 а). Перестроечная кривая измерена при мощности диодной накачки 7 Вт. Спектр отражения ВБР и типичный спектр генерации представлены на рис. 34 б. Тем не менее,

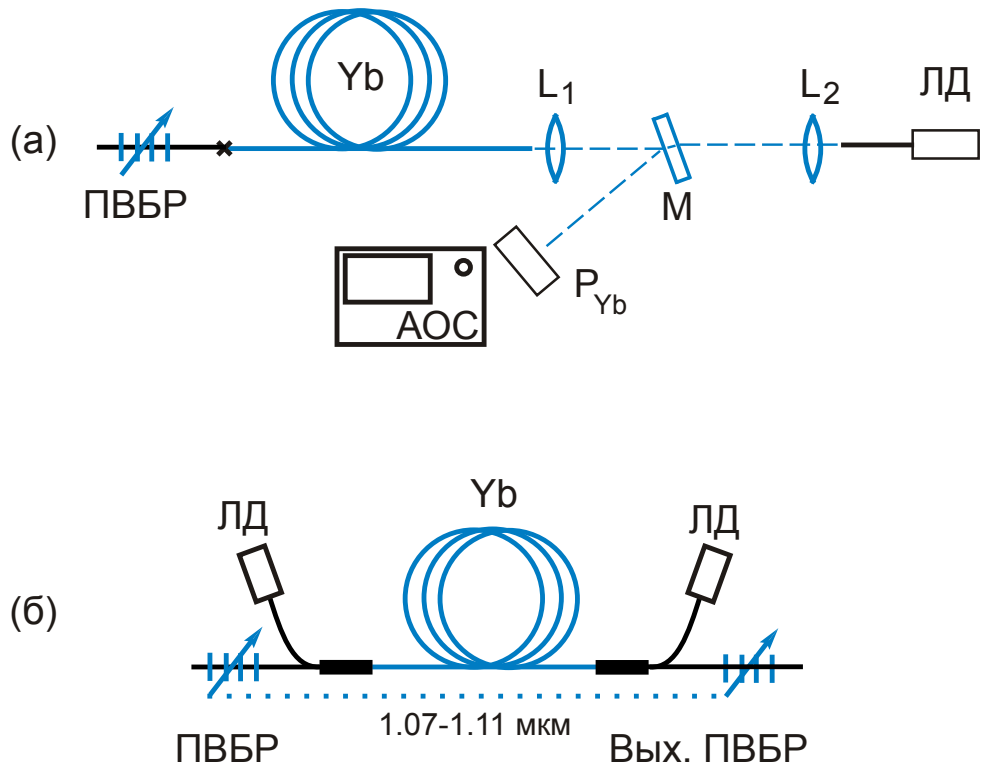


Рис. 33. Схема перестраиваемого ИВЛ с одной (а) и двумя синхронно перестраиваемыми ВБР (б).

значительным недостатком данной схемы является заведение излучения накачки в активный световод через воздушный промежуток.

Для устранения данного недостатка была реализована схема лазера с применением активного световода с многоэлементной первой оболочкой [126, 127, 128] (см. рис. 33 б). Излучение двух лазерных диодов ЛД поступало в пассивный световод многоэлементной оболочки. Высокоотражающая и выходная ВБР лазерного резонатора приваривались к иттербиевому световоду. Длина волны решёток в разжатом состоянии была $\lambda_{Br0} = 1105$ нм. Коэффициенты отражения были равны 90 и 15% для высокоотражающей и выходной ВБР соответственно. Решётки заклеивались на одну пластину (рис. 32 в) для осуществления их одновременной совместной перестройки. На рисунке 34 кружками показано изменение мощности при перестройке такого лазера. В противоположность случаю с одной перестраиваемой ВБР наблюдается уменьшение мощности лазера, которое связано с расхождением резонансных длин волн ВБР, формирующих резонатор, из-за появления пространственных неоднородностей напряжений при большой степени сжатия изгибной пластины.

При перестройке на край диапазона генерации на выходе лазера мо-

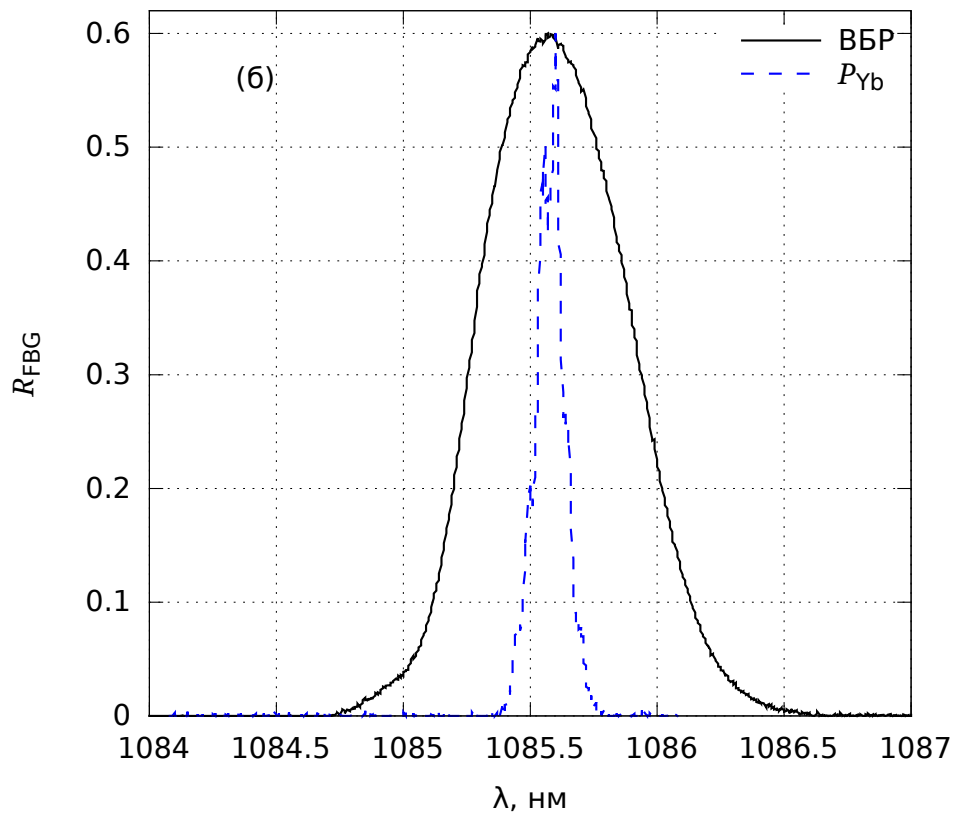
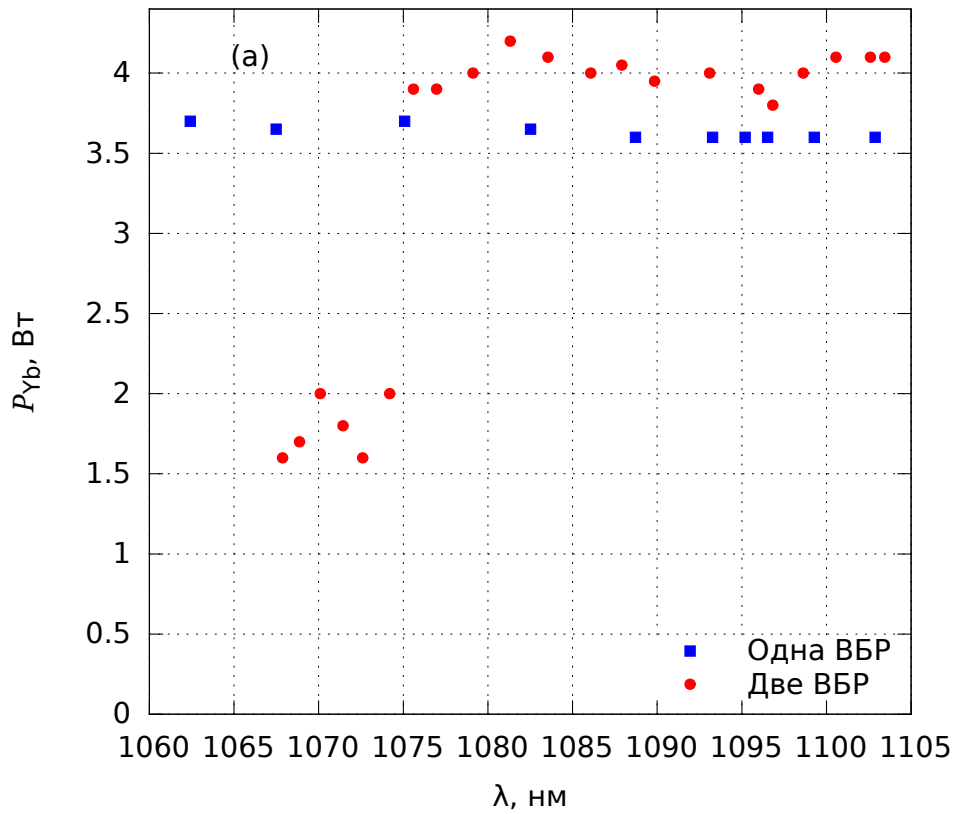


Рис. 34. Мощность и спектр генерации ИВЛ. а) Зависимость от длины волны для лазера с одной перестраиваемой ВБР (квадраты) и двумя одновременно перестраиваемыми ВБР (круги). б) Характерный спектр отражения одинарной ВБР (сплошная линия) и генерации ИВЛ (штриховая линия)

жет наблюдаться значительная доля спонтанного излучения. Кроме того, известно, что положения максимума усиления зависит от длины активного световода [7]. Получение генерации в коротковолновой части спектра требует сокращения длины активного световода, что приводит к падению эффективности работы лазера из-за уменьшения поглощения накачки (см., например, [36]).

Подобные исследования проводились с активными световодами марки SM-YDF-5/130 фирмы Nufern длиной 1,85 и 2,75 м. Параметры световодов приводились в параграфе 2.1 текущей главы. В экспериментах использовалась перестраиваемая ВБР с резонансной длиной волны $\lambda_{Br0} = 1035$ нм в разжатом состоянии ($\varepsilon_{Br} = 0$). Схема резонатора лазера аналогична указанной на рис. 33 а. При этом накачка заводилась в активный световод не через воздушный промежуток, а с помощью объединителя накачек типа (2+1)x1 фирмы ITF с двумя многомодовыми, одним одномодовым входными портами и одномодовым световодом с двойной оболочкой на выходе. Объединитель устанавливался между активным световодом и перестраиваемой ВБР. Два лазерных диода приваривались к многомодовым входным портам. Суммарная мощность накачки на выходе объединителя достигала 11,5 Вт. Для фильтрации выходного излучения от непоглощённой накачки на выходе лазера приваривался кусок пассивного одномодового световода с одинарной оболочкой. Место этой сварки дополнительно покрывалось иммерсионным гелем и помещалось в радиатор для увеличения теплоотвода.

На рисунке 35 а представлены результаты изменений выходной мощности при перестройке лазеров с длиной активного световода 1,85 и 2,75 м. Перестройка в длинноволновой области ограничивалась малой прочностью ВБР при растяжении. Коротковолновая граница связана с появлением хаотической генерации в области 1035–1040 нм. Рисунок 35 б демонстрирует рост спонтанного излучения и появление хаотической генерации при перестройке в коротковолновую область. В зависимости выходной мощности заметен резкий спад в самой последней точке с коротковолновой стороны, связанный с тем, что в хаотическую генерацию, выходящую с обеих сторон лазера, уходит часть энергии накачки. Уменьшение мощности генерации на рис. 35 а при сокращении длины активного

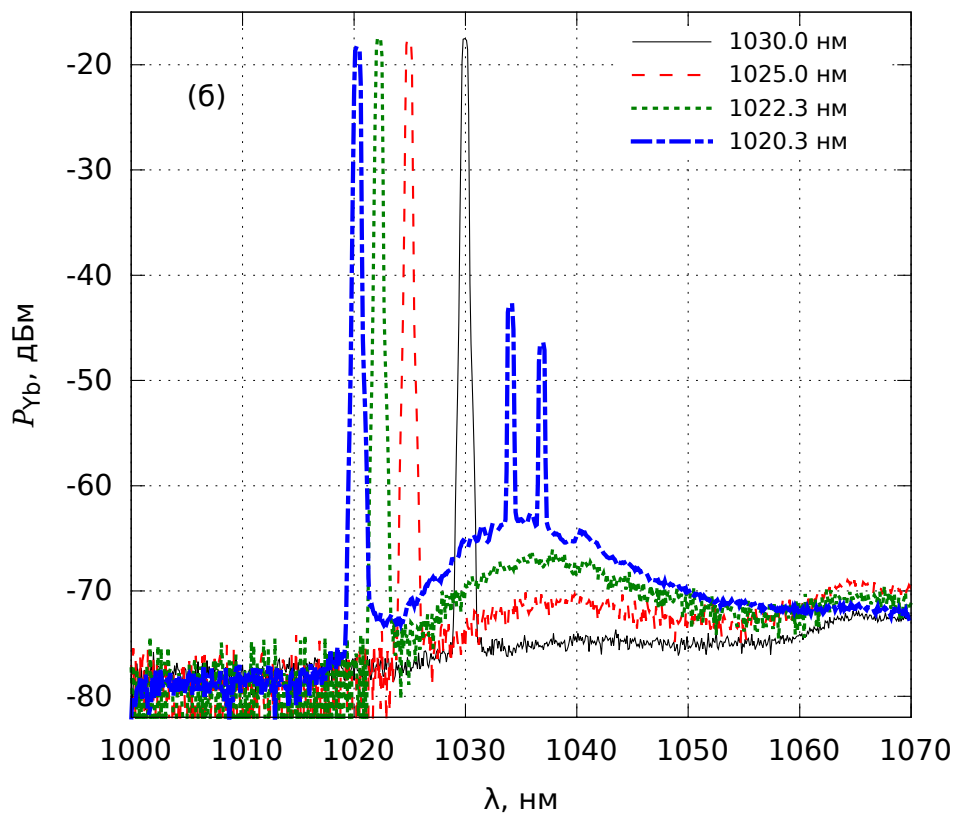
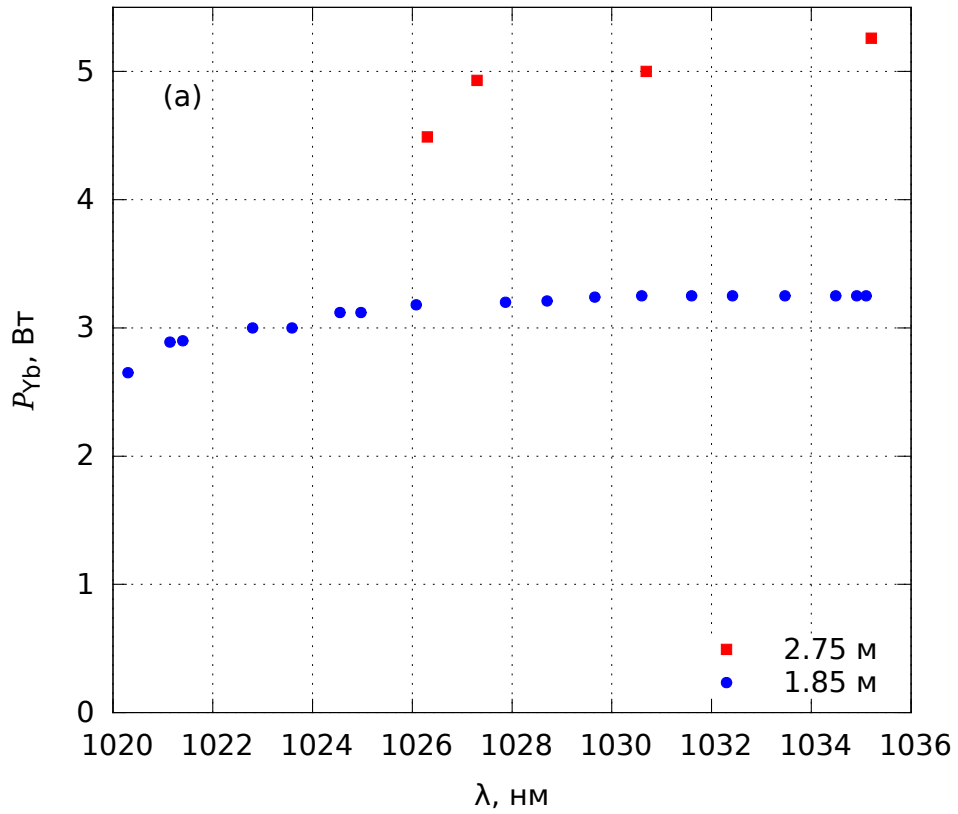


Рис. 35. Мощность (а) и спектры генерации (б) ИВЛ в зависимости от длины волны для лазера с одной перестраиваемой ВБР с длинами активного световода 1,85 м (круги рисунка а и рисунок б) и 2,75 м (квадраты).

световода демонстрирует эффект уменьшения поглощения многомодовой накачки. Увеличение длины активного световода приводит не только к росту усиления, но и к смещению его максимума в длинноволновую область. Оба эффекта приводят к смещению коротковолновой границы генерации в длинноволновую область.

Таким образом, с помощью перестраиваемых ВБР получена генерация в широком диапазоне длин волн ИВЛ (от 1018 до 1105 нм) с возможностью плавной перестройки до 45 нм с использованием одной ВБР. Дальнейшие исследования были посвящены генерации второй гармоники перестраиваемого ИВЛ.

Глава 3

Удвоение частоты генерации перестраиваемых ИВЛ

[86, 88, 89, 90, 91, 92, 93]

3.1. Особенности непрерывной генерации второй гармоники (ГВГ)

В данном параграфе рассмотрим теоретические основы ГВГ, но при этом не будем подробно останавливаться на выводе уравнений, описывающих этот процесс в нелинейной среде. В большинстве рассматриваемых в диссертации ситуаций эффектами истощения основной волны можно пренебречь, поэтому выпишем систему уравнений в случае заданного поля основного излучения (подробный вывод системы можно найти, например, в [64]):

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{1}{2ik_1} \left(\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} \right) = 0 \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta \frac{\partial A_2}{\partial x} - \frac{1}{2ik_2} \left(\frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} \right) + i\sigma_2 A_1^2 e^{i\Delta k z} = 0 \end{cases} \quad (3.1)$$

Здесь A_1 , A_2 — комплексные амплитуды волн основного излучения и второй гармоники, соответственно; k_1 , k_2 — волновые вектора основной и второй гармоник, соответственно; $\Delta k = k_2 - 2k_1$ — волновая расстройка

для осевой части пучка; σ_2 — коэффициент нелинейной связи; β — угол сноса (угол между волновым вектором и вектором Пойнтинга необыкновенной волны). Первое уравнение описывает распространение гауссового пучка. Для простоты рассмотрим цилиндрически симметричный пучок:

$$\begin{aligned} A_1(x, y, z) &= A_{10} \frac{1}{1 - i\tau_1} \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w_{01}^2 (1 - i\tau_1)} \right] = \\ &= A_{10} \Psi_1(z) \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w_{01}^2} \Psi_1(z) \right], \end{aligned} \quad (3.2)$$

где $\tau_1 = 2 \frac{z - z_{01}}{b_1}$, $b_1 = k_1 w_{01}^2$ — конфокальный параметр пучка, w_{01} — радиус пучка в перетяжке, z_{01} — расстояние от входной поверхности до перетяжки пучка внутри кристалла. Здесь введено обозначение $\Psi_1(z) = \frac{1}{1 - i\tau_1}$.

При отсутствии сноса ($\beta = 0$) аналитическое решение уравнения (3.1) можно найти в виде:

$$A_2(x, y, z) = A_{20} \Psi_2(z) \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w_{02}^2} \Psi_2(z) \right] F(z). \quad (3.3)$$

Подставляя (3.3) во второе уравнение (3.1), получим:

$$\begin{aligned} A_{20} \Psi_2(z) \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w_{02}^2} \Psi_2(z) \right] \frac{\partial}{\partial z} F(z) + \\ + i\sigma_2 A_{10}^2 \Psi_1^2(z) \exp \left[-2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_{01}^2} \Psi_1(z) \right) + i\Delta k z \right] = 0. \end{aligned} \quad (3.4)$$

При выборе одинаковых конфокальных параметров $b_2 = b_1 \equiv b$ ($w_{02} = \sqrt{2} w_{01}$) и положений перетяжек пучков $z_{02} = z_{01} \equiv z_0$ функции $\Psi_2(z) = \Psi_1(z) \equiv \Psi(z)$ совпадают, и уравнение сводится к виду:

$$A_{20} \frac{\partial}{\partial z} F(z) + i\sigma_2 A_{10}^2 \Psi(z) e^{i\Delta k z} = 0. \quad (3.5)$$

Решение для функции $F(z)$ выглядит следующим образом:

$$F(z) = C - i\sigma_2 \frac{A_{10}^2}{A_{20}} \int_0^z \Psi(z') e^{i\Delta k z'} dz', \quad (3.6)$$

где C — константа интегрирования равна нулю при отсутствии поля второй гармоники на входе в кристалл. Тогда для кристалла длиной l_c по-

лучаем:

$$F(l_c) = -i\sigma_2 \frac{A_{10}^2}{A_{20}} \int_0^{l_c} \frac{e^{i\Delta k z'}}{1 - i2 \frac{z' - z_0}{b}} dz'. \quad (3.7)$$

Квадрат модуля интеграла описывает генерируемую в кристалле мощность. Можно видеть, что мощность ГВГ P_2 пропорциональна квадрату мощности излучения на основной частоте P_1 и нелинейности σ_2 . В случае когда конфокальный параметр много больше длины кристалла $b \gg l_c$, спектральная зависимость описывается функцией $\text{sinc}^2(\Delta k l_c/2)$:

$$P_2 \propto P_1^2 \sigma_2^2 l_c^2 \left(\frac{\sin(\Delta k l_c/2)}{\Delta k l_c/2} \right)^2. \quad (3.8)$$

Из приведённого выражения видно, что для получения эффективной ГВГ требуется выполнение условия фазового синхронизма $\Delta k = 0$.

Возникновение условия фазового синхронизма связано с тем, что распространяющаяся по нелинейной среде световая волна с основной частотой генерирует волны второй гармоники. Далее возникшие в разных точках среды волны второй гармоники могут сложиться в фазе с линейным нарастанием поля или гасить друг друга из-за деструктивной интерференции. В анизотропной среде фазовая скорость световой волны зависит как от состояния поляризации, так и от направления распространения (см., например [190]). В общем случае для данного направления распространения в среде существуют две независимые волны с определёнными фазовыми скоростями и взаимно ортогональными поляризациями. Закон дисперсии (т. е. зависимость между частотой и волновым вектором) в неявном виде определяется уравнением Френеля [191]:

$$\begin{aligned} & n^2 \left(\varepsilon^{(x)} n_x^2 + \varepsilon^{(y)} n_y^2 + \varepsilon^{(z)} n_z^2 \right) - \\ & - \left[\varepsilon^{(x)} n_x^2 \left(\varepsilon^{(y)} + \varepsilon^{(z)} \right) + \varepsilon^{(y)} n_y^2 \left(\varepsilon^{(x)} + \varepsilon^{(z)} \right) + \varepsilon^{(z)} n_z^2 \left(\varepsilon^{(x)} + \varepsilon^{(y)} \right) \right] + \\ & + \varepsilon^{(x)} \varepsilon^{(y)} \varepsilon^{(z)} = 0, \end{aligned} \quad (3.9)$$

где $\vec{n} = \frac{c}{\omega} \vec{k}$, $\varepsilon^{(i)}$ — главные значения тензора диэлектрической проницаемости. В соответствии с общепринятыми правилами главные значения определяются как $\varepsilon^{(x)} < \varepsilon^{(y)} < \varepsilon^{(z)}$. Уравнение (3.9) (с постоянными

коэффициентами $\varepsilon^{(i)}$) определяет в координатах n_x, n_y, n_z поверхность волновых векторов, которая наглядно показывает, как зависит от направления волнового вектора показатель преломления.

Для выяснения характера формы поверхности, определяемой уравнением (3.9), нужно найти форму ее сечений координатными плоскостями. Формы сечений определяются, положив в уравнении (3.9) одно из n_i равным нулю. Сечения выглядят в различных плоскостях следующим образом (рис. 36):

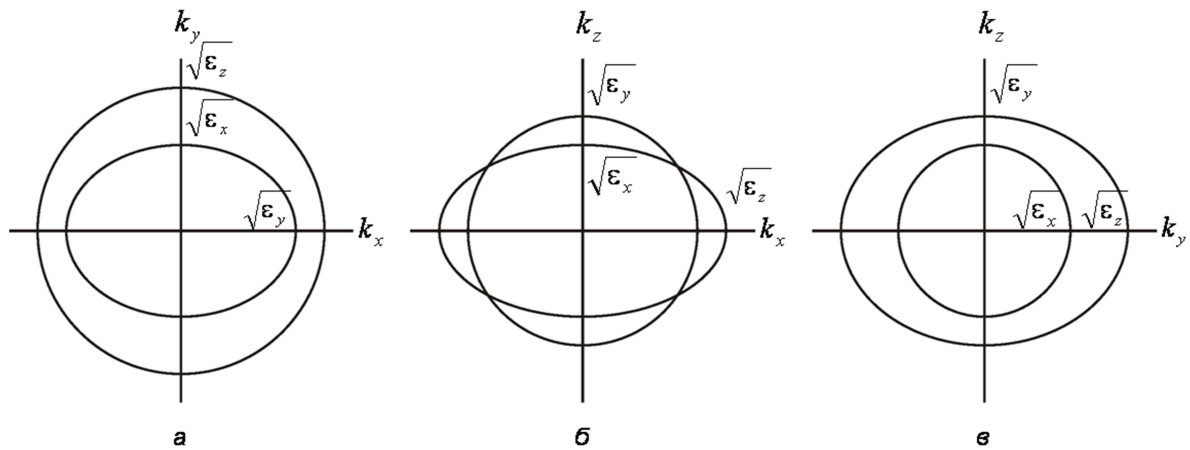


Рис. 36. Сечения поверхности волновых векторов: а – плоскость XY , б – плоскость XZ , в – плоскость YZ .

В плоскости XZ имеется два пересечения. Две прямые, соединяющие эти точки и проходящие через начало координат, называются оптически-ми осями (или бинормальями) кристалла. Направления оптических осей являются единственными направлениями, в которых волновой вектор может иметь только одно значение.

Двуосный кристалл в отличие от одноосного характеризуется тремя параметрами, зависящими от частоты – главными значениями показателя преломления n_x, n_y и n_z . Кроме того, эти значения зависят от температуры. Для примера рассмотрим кристалл КТР. Согласно [192], показатели преломления в зависимости от длины волны для этого кристалла

можно вычислить по следующим формулам:

$$\begin{aligned}
 n_x^2 &= 3,29100 + \frac{0,04140}{\lambda^2 - 0,03978} + \frac{9,35522}{\lambda^2 - 31,45571}, \\
 n_y^2 &= 3,45018 + \frac{0,04341}{\lambda^2 - 0,04597} + \frac{16,98825}{\lambda^2 - 39,43799}, \\
 n_z^2 &= 4,59423 + \frac{0,06206}{\lambda^2 - 0,04763} + \frac{110,80672}{\lambda^2 - 86,12171}, \quad (3.10)
 \end{aligned}$$

где длина волны λ выражена в микронах. Эти выражения приведены для температуры $T_0 = 20^\circ\text{C}$.

Температурную зависимость можно учесть, введя коэффициенты:

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_x}{dT} &= \left(\frac{0,1717}{\lambda^3} - \frac{0,5353}{\lambda^2} + \frac{0,8416}{\lambda} + 0,1627 \right) \times 10^{-5}, \\
 \frac{dn_y}{dT} &= \left(\frac{0,1997}{\lambda^3} - \frac{0,4063}{\lambda^2} + \frac{0,5154}{\lambda} + 0,5425 \right) \times 10^{-5}, \\
 \frac{dn_z}{dT} &= \left(\frac{0,9221}{\lambda^3} - \frac{2,9220}{\lambda^2} + \frac{3,6677}{\lambda} - 0,1897 \right) \times 10^{-5}, \quad (3.11)
 \end{aligned}$$

где λ также выражена в микронах. Указанные соотношения справедливы в диапазоне $0,43 \leq \lambda \leq 1,58$ для n_x и n_y и в диапазоне $0,53 \leq \lambda \leq 1,57$ для n_z . Информация о показателе преломления (3.10) и производной по температуре (3.11) позволяет найти показатель преломления в зависимости от длины волны и от температуры:

$$n_i(\lambda, T) = n_i(\lambda) + \frac{dn_i}{dT} (T - T_0). \quad (3.12)$$

Указанные соотношения позволяют вычислить длину волны, температуру и направление синхронизма в кристалле. Как уже указывалось выше в кристалле существуют две независимые волны с определёнными фазовыми скоростями и взаимно ортогональными поляризациями. Соответственно, условие фазового синхронизма в общем случае можно записать в виде:

$$\vec{k}_1^{(i)} + \vec{k}_1^{(j)} = \vec{k}_2^{(m)}, \quad (3.13)$$

где $\vec{k}_1^{(i)}$, $\vec{k}_1^{(j)}$ — волновые вектора излучения на основной частоте, а $\vec{k}_2^{(m)}$ — на удвоенной. Индексами i , j , m обозначены поляризации взаимодействую-

ющих волн. При этом различают два типа синхронизма. Для синхронизма первого типа поляризации волн основной гармоники совпадают $i = j$, а для синхронизма второго типа — различаются $i \neq j$. Если все волновые вектора лежат на одной прямой, то синхронизм называют скалярным, в противном случае — векторным. Из уравнения (3.13) легко увидеть, что для скалярного синхронизма первого типа показатели преломления гармоник должны совпадать $n_1^{(i)} = n_2^{(m)}$, а для второго типа должны совпадать их средние арифметические значения $(n_1^{(i)} + n_1^{(j)})/2 = n_2^{(m)}$. Так как показатель преломления увеличивается с частотой в обычных кристаллах, то синхронизм первого типа удаётся выполнить только при различии поляризаций волн на частотах первой и второй гармоник.

В общем случае в кристаллах две независимые волны с определёнными фазовыми скоростями и взаимно ортогональными поляризациями делят на быстрые и медленные, но в большинстве практических применений используют синхронизм в главных плоскостях кристаллов. В этом случае волны делят на обыкновенную (o), если вектор поляризации перпендикулярен рассматриваемой плоскости, и необыкновенную (e), если — он лежит в плоскости. В связи с анизотропией кристалла направление волнового вектора и вектора Пойнтинга \vec{S} (направление потока энергии) для необыкновенной волны, вообще говоря, отличны. Это связано с тем, что вектор напряжённости электрического поля \vec{E} перпендикулярен вектору Пойнтинга ($\vec{E} \perp \vec{S}$), а вектор электрической индукции \vec{D} перпендикулярен волновому вектору ($\vec{D} \perp \vec{k}$). Отметим, что все векторы лежат в одной плоскости. Поскольку вектора \vec{E} и \vec{D} в анизотропной среде не коллинеарны, то направление волнового вектора не совпадает с направлением распространения энергии. Угол между вектором Пойнтинга и волновым вектором для необыкновенной волны называется углом сноса β_w . Вектора \vec{E} и \vec{D} обыкновенной волны параллельны, так как направлены вдоль одной из главных осей кристалла, поэтому она не испытывает бокового сноса, а ее фазовая скорость не зависит от направления волнового вектора.

Вернёмся к вопросу вычисления мощности ГВГ. Из выражения (3.8), выписанного для случая слабой фокусировки, видно, что мощность ГВГ P_2 нарастает пропорционально квадрату длины. На основании уравнений

(3.3) и (3.7) можно заключить, что генерируемая интенсивность пропорциональна квадрату интенсивности волны на основной частоте. Отсюда следует, что чем сильнее сфокусировано излучение, тем больше генерируемая мощность второй гармоники. Однако при сильной фокусировке условие малости длины кристалла по сравнению с конфокальным параметром пучка $b \gg l_c$ перестаёт выполняться, и проявление самодифракции пучка приводит к нарушению квадратичного роста мощности ГВГ с длиной кристалла. Эффект дифракции приводит к тому, что квадрат модуля интеграла (3.7) имеет максимум при фиксированной длине кристалла l_c с фокусировкой в центр и оптимальном значении конфокального параметра равного: $b = l_c/2,84$. Этот результат при отсутствии сноса ($\beta_w = 0$) был численно получен в работе Бойда и Клейнмана [193]. Наличие оптимальной фокусировки приводит к тому, квадратичная зависимость мощности ГВГ от длины кристалла переходит в линейную при условии оптимизации фокусировки для каждой длины.

Негативное влияние бокового сноса энергии на ГВГ при использовании сфокусированных гауссовых пучков рассматривалось в работах [193, 194] для первого и второго типов синхронизма соответственно. В случае синхронизма первого типа влияние сноса не столь велико, так как волны на основной частоте распространяются по одному пути и генерация происходит на всей длине кристалла. При синхронизме второго типа снос может привести к расхождению пучков излучения на основной частоте при распространении вдоль кристалла, что приведёт к прекращению роста мощности второй гармоники. Это приводит к тому, что при одинаковой величине сноса мощность ГВГ оказывается меньше для второго типа синхронизма. Полученное в работах [193, 194] значение полного коэффициента эффективной нелинейности ГВГ $\gamma_2 = P_2/P_1^2$ может быть выписано в виде:

$$\gamma_2 = \frac{16\pi^2 d_{\text{eff}}^2 l_c}{\lambda_1^3 n_1 n_2 \varepsilon_0 c} h_{I,II}(B, l_c/b, z_0, \Delta k), \quad (3.14)$$

где d_{eff} — эффективный коэффициент нелинейности, c — скорость света в вакууме, ε_0 — электрическая постоянная, λ_1 — длина волны основной гармоники в вакууме. Параметр $B = (\beta_w/2)\sqrt{l_c k_1}$ включает в себя зависимость от величины угла сноса излучения β_w . Функции фокусировки h_I

и h_{II} , соответствующие первому и второму типам синхронизма, имеют общую асимптотику для слабо сфокусированных пучков $b \gg l_c$ и совпадают $h_I = h_{II} \equiv h_0$ при нулевом значении параметра сноса $B = 0$. В случае слабой фокусировки спектральная зависимость от фазовой расстройки Δkl_c выражения (3.14) совпадает с приведённой для плоских волн (3.8).

Функция фокусировки представляет из себя двойной интеграл и допускает численную оптимизацию. Рассмотрим несколько известных частных случаев, важных для последующего изложения. Глобальный максимум функции $h_{I,II}$ равный $h_0^{mm}(0) = 1,068$ достигается при нулевом параметре сноса $B = 0$, фокусировке в центр кристалла $z_0 = l_c/2$ и оптимальной величине конфокального параметра равного: $b = l_c/2,84$. Для первого типа синхронизма оптимальной оказывается фокусировка в центр кристалла. Численная аппроксимация оптимальной величины конфокального параметра и функции фокусировки $h_I^m(B)$ в зависимости от параметра сноса B проводилась в [195]. В работе показано, что оптимальная величина отношения длины кристалла к конфокальному параметру и функции фокусировки $h_I^m(B)$ хорошо описываются зависимостями:

$$\frac{l_c}{b^{opt}} \approx \frac{2,84 + 1,39B^2}{1 + 0,1B + B^2} \quad (3.15)$$

и

$$h_I^m(B) \approx \frac{1,068}{1 - 0,7\sqrt{B} + 1,62B} \quad (3.16)$$

соответственно. Из приведённого выражения (3.16) видно, что увеличение сноса B приводит к уменьшению эффективности преобразования.

В случае слабой фокусировки $b \gg l_c$ функция $h_{I,II}$, оптимизированная по фазовой расстройке имеет асимптотику $h_{I,II} \approx l_c/b$. При этом зависимость мощности ГВГ (3.14) имеет квадратичный характер от длины кристалла и растёт обратно пропорционально площади пучка πw_0^2 :

$$\gamma_2|_{b \gg l_c} = \frac{16\pi^3 d_{\text{eff}}^2}{\lambda_1^3 n_1^2 n_2 \varepsilon_0 c} \frac{l_c^2}{\pi w_0^2}. \quad (3.17)$$

Интересно отметить, что подобный результат получается и для ГВГ в волноводных структурах, где явление дифракции не приводит к изменению поперечного размера волны. В этом случае площадь пучка πw_0^2

заменяется на эффективную площадь взаимодействия мод гармоник в волноводе S_{eff} (см., например [196]):

$$S_{\text{eff}} = \left(\frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_2(x, y) \mathcal{E}_1^2(x, y) dx dy}{\sqrt{\int \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_2^2(x, y) dx dy} \int \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_1^2(x, y) dx dy} \right)^{-2}, \quad (3.18)$$

где \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 — собственные функции полей в волноводе для основной и второй гармоник, соответственно. В первых работах, посвящённых ГВГ, в волноводах потери на распространение были относительно велики. Отметим, что учесть линейные потери можно, вводя эффективную длину взаимодействия [196] вместо полной длины волновода l :

$$l_{\text{eff}} = \left| \frac{e^{-\alpha_1 l} - e^{-\alpha_2 l/2}}{\alpha_1 - (\alpha_2/2)} \right|. \quad (3.19)$$

Обзор достижений, связанных с применением волноводных структур для ГВГ представлен в книге [197]. Вначале перспективность использования волноводных структур была показана на примере кристаллов с синхронизмом первого и второго типов. Существенно большее применение находят нелинейные кристаллы с регулярной доменной структурой (periodically poled nonlinear crystals в англоязычной литературе), использующие квазисинхронизм для преобразования частоты. Ещё в 1962 году было предложено три метода реализации квазисинхронизма в работе [198] (также имеется перевод этой статьи в приложении 1 к книге [199]). В том же 1962 году в работе [200] было показано, что синхронизм может быть реализован в обычных кристаллах для различающихся поляризацій основной и второй гармоник, что привело к появлению большого количества работ по исследованию синхронизмов первого и второго типов. В начале 90-х годов прошлого века исследователи вновь возвращаются к идее получения синхронизма в кристаллах с регулярной доменной структурой (РДС-кристаллах). Обзор проведённых к 1992 году исследований можно найти в работе [201], посвящённой теоретическому описанию влияния отклонений от строго периода в структуре РДС-кристаллов на спектральные свойства ГВГ. Для пояснения природы возникновения квазисинхронизма далее кратко описано два изложенных в [201] подхода к решению задачи о ГВГ в РДС-кристалле. Для простоты рассматриваем генерацию плоских волн в приближении заданного поля. При этом во

втором уравнении системы (3.1) пренебрегаем зависимостью от поперечных координат и считаем, что коэффициент нелинейной связи является функцией координат $\sigma_2(z)$:

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\sigma_2(z)A_1^2 \exp(i\Delta kz). \quad (3.20)$$

Решением данного уравнения является интеграл:

$$A_2(l_c) = -iA_1^2 \int_0^{l_c} \sigma_2(z) \exp(i\Delta kz) dz. \quad (3.21)$$

В РДС-кристаллах коэффициент нелинейной связи $\sigma_2(z)$ представляет из себя кусочно постоянную функцию и данное решение уравнения можно записать в виде суммы по N участкам с постоянным σ_{2j} :

$$A_2(l_c) = -\frac{A_1^2}{\Delta k} \sum_{j=1}^N \sigma_{2j} [\exp(i\Delta kz_j) - \exp(i\Delta kz_{j-1})]. \quad (3.22)$$

Из приведённого выражения видно, что если выбрать длину каждого домена l_d равной нечётному числу длин $\pi/\Delta k$, то амплитуда поля второй гармоники $|A_2|$ в среднем будет нарастать. В этом случае предполагается, что коэффициент нелинейной связи меняет знак при переходе от домена к домену. Линией 1 на рисунке 37 показана зависимость амплитуды поля от длины при выполнении квазисинхронизма первого порядка $l_d = \pi/\Delta k$. Анализируя выражения (3.21) и (3.22), легко убедиться, что в этом случае скорость нарастания поля второй гармоники будет в $\pi/2$ раз меньше, чем при выполнении обычного синхронизма ($\Delta k = 0$). Для более высоких порядков эффективный коэффициент нелинейной связи уменьшается ещё сильнее. Другим практически важным случаем является отсутствие нелинейности на каждом чётном домене, что может быть реализовано в световодах (см., например, [69]). На рисунке 37 группами линий 1 и 2 показано увеличение амплитуды поля второй гармоники при изменении знака коэффициента нелинейной связи с переходом от домена к домену и с нулевым коэффициентом на каждом чётном домене соответственно. Прямыми в этих группах показаны зависимости для случаев выполнения обычного синхронизма с коэффициентами нелинейной связи, уменьшенными в $\pi/2$ и π раз соответственно.

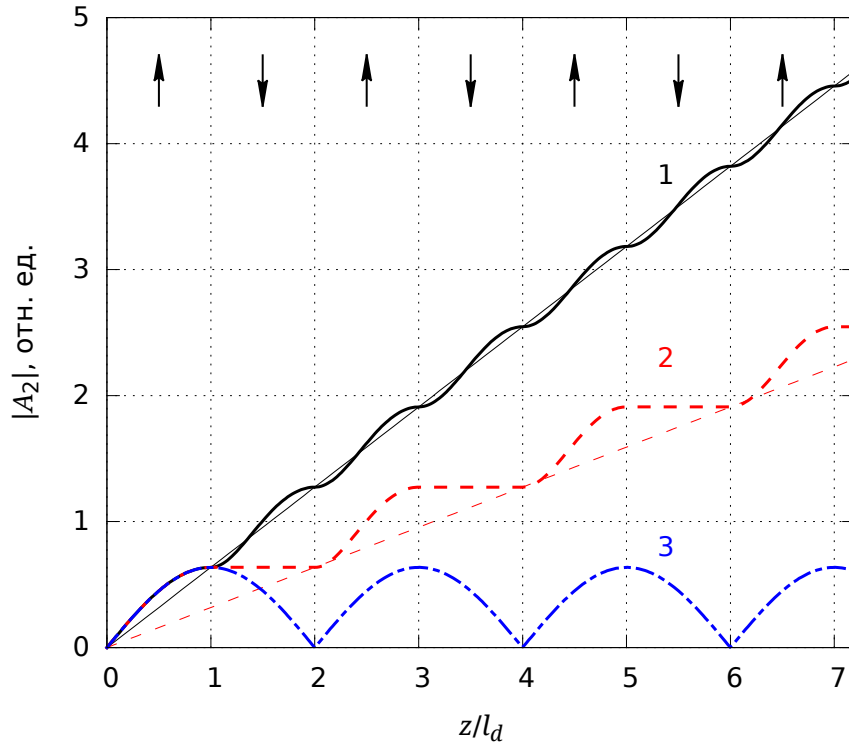


Рис. 37. Зависимость модуля амплитуды поля второй гармоники $|A_2|$ от нормированной на длину домена продольной координаты z/l_d . Стрелками показано изменение знака коэффициента нелинейной связи при переходе от домена к домену для первой группы линий. Для второй группы линий коэффициент нелинейной связи обращается в ноль для чётных доменов, а для третьей линии — постоянен по длине кристалла.

Отметим, что продемонстрированное уменьшение коэффициента нелинейной связи σ_2 компенсируется отсутствием сноса и возможностью получения квазисинхронизма. Мощность ГВГ зависит не только от σ_2 , но и от волновой расстройки Δk . В большинстве случаев направление, в котором реализуется синхронизм в конкретном кристалле, не совпадает с направлением, для которого нелинейность максимальна. Поскольку квазисинхронизм можно реализовать для направления с максимальной нелинейностью, то на практике часто возникает ситуация, при которой РДС-кристаллы обладают более высокой эффективностью, чем традиционные из того же материала.

Для понимания явления квазисинхронизма удобно провести анализ интеграла (3.21) при разложении осциллирующей пространственной за-

висимости коэффициента нелинейной связи $\sigma_2(z)$ в ряд Фурье:

$$\sigma_2(z) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sigma_2^{(j)} \exp(-iK_j z),$$

где $K_j = 2\pi j/\Lambda$ — j -й волновой вектор гармоники решётки, $\Lambda = 2l_d$ — период структуры РДС-кристалла. При возникновении условия резонанса для j -й гармоники решётки:

$$\Delta k_{(j)} = k_2 - 2k_1 - K_j \quad (3.23)$$

основной вклад в интеграл (3.21) можно легко оценить:

$$|A_2(l_c)| = |A_1^2 \sigma_2^{(j)} l_c \text{sinc}(\Delta k_{(j)} l_c / 2)|. \quad (3.24)$$

Отметим, что переход от обычного синхронизма к квазисинхронизму рассматривался и в работе [202]. Там показано, что для первого порядка квазисинхронизма это можно сделать при помощи замены:

$$z \rightarrow \frac{2}{\pi} z, \Delta k \rightarrow \left(\Delta k - \frac{2\pi}{\Lambda} \right) \frac{\pi}{2}. \quad (3.25)$$

Первая замена описывает уменьшение скорости нарастания поля второй гармоники в условиях квазисинхронизма, а вторая — учёт перенормировки координаты и сдвиг синхронизма в РДС-кристалле.

Немаловажное значение при ГВГ имеет спектр и соотношения между фазами мод многочастотного излучения. Данный вопрос будет рассмотрен на примере удвоения частоты иттербиевого волоконного лазера с линейной поляризацией излучения.

3.2. Особенности удвоения частоты волоконных лазеров в нелинейных кристаллах: многочастотный и одночастотный режимы

Генерация второй гармоники (ГВГ) уже на протяжении многих лет служит для расширения спектрального диапазона лазеров разного типа.

Высокую эффективность имеют схемы ГВГ для импульсного излучения, благодаря высокой пиковой мощности импульсных лазеров и квадратичной зависимости мощности второй гармоники от мощности излучения на основной частоте. Эффективность ГВГ при этом линейно растёт с мощностью основного излучения до тех пор, пока не становится существенным истощение накачки.

Ещё в 1964 году [203] рассматривался вопрос о том, как эффективность ГВГ многочастотного излучения (например, для лазеров с большим количеством продольных мод в генерации) зависит от наличия фазовых корреляций между модами лазерного резонатора. В частности, было показано, что для излучения, состоящего из мод со случайными фазами (с гауссовой статистикой) может наблюдаться двукратное увеличение эффективности преобразования многочастотного излучения по сравнению с одночастотным. Однако в [204] отмечалось, что увеличение эффективности (статистический выигрыш) равен 2 только при малых коэффициентах преобразования поля со случайной комплексной амплитудой и существенно меняется при отклонении статистики излучения от гауссовой. Выигрыш тем больше, чем медленнее спадает распределение вероятности на бесконечности и наоборот. В последнее время популярным становится обсуждение проблемы появления гигантских волн (rogue waves) в оптике, когда события с большой интенсивностью имеют относительно большую вероятность возникновения (см., например, [205]). В этом случае статистический выигрыш при генерации гармоник может оказаться ещё большим. Вопрос статистического выигрыша при ГВГ особенно актуален для мощных волоконных лазеров со случайной фазой (см. параграф 4.3).

В данном параграфе исследуется статистический выигрыш при ГВГ излучения многочастотного линейно-поляризованного непрерывного волоконного иттербиевого лазера. С одной стороны, для предотвращения эффекта уменьшения статистического выигрыша из-за дисперсии в нелинейном кристалле ширина спектра генерации лазера (менее 10 пм) была много меньше спектральной ширины синхронизма (свыше 0,4 нм). С другой стороны, эффективное количество продольных мод в лазере было достаточно большим ($N \sim 80$), чтобы конкретное значение N не влияло на

коэффициент статистического выигрыша $K_{st} = 2 - 1/N \approx 2$ [203]. Для небольшого количества мод ($N \leq 7$) данная зависимость экспериментально подтверждалась при ГВГ излучения He-Ne лазера в кристалле RDP с некритическим синхронизмом I типа [206]. Поскольку в He-Ne лазере наблюдается неоднородное насыщение усиления, длина резонатора была выбрана достаточно малой, чтобы межмодовое расстояние было больше однородной ширины линии. Это обеспечивало независимость насыщения усиления на всех продольных модах и, как следствие, их некоррелированность. Волоконные иттербиевые лазеры обычно характеризуются относительно большой длиной резонатора $L \sim 10$ м [4], соответственно малым межмодовым расстоянием ($c/2Ln \sim 10$ МГц) и большим числом продольных мод, выходящих в генерацию при использовании в качестве зеркал резонатора волоконных брэгговских решёток с характерной шириной спектра отражения от единиц до сотен ГГц. При этом однородная ширина линии усиления много больше межмодового интервала, что может приводить к тому, что даже в непрерывном лазере фазы мод могут быть связаны между собой. Поэтому величина статистического выигрыша при ГВГ иттербиевого волоконного лазера подлежит уточнению.

Успехи в развитии физики и техники волоконных иттербиевых лазеров и создании эффективных нелинейных кристаллов привели к тому, что для преобразования их излучения в видимый диапазон используются простые однопроходные схемы ГВГ (см., например, [207]). Высокую нелинейность в этом диапазоне длин волн имеют периодически переполаризованные кристаллы (кристаллы с регулярной доменной структурой) с квазисинхронизмом, например, ppLN [208], а также кристалл КТР со II типом синхронизма [64]. В диссертации описаны эксперименты с кристаллами этих двух типов для разных условий фокусировки.

Для проведения эксперимента был собран полностью волоконный иттербиевый лазер (Рис. 38) с двойной оболочкой с резонатором образованным двумя волоконными брэгговскими решётками (ВБР). Нами использовалось 3 м активного волокна с двойной оболочкой с сохранением поляризации (Yb) марки Liekki Yb1200-6/125DC-PM с модовым диаметром 6,3 мкм, диаметром внутренней оболочки 125 мкм, и номинальным

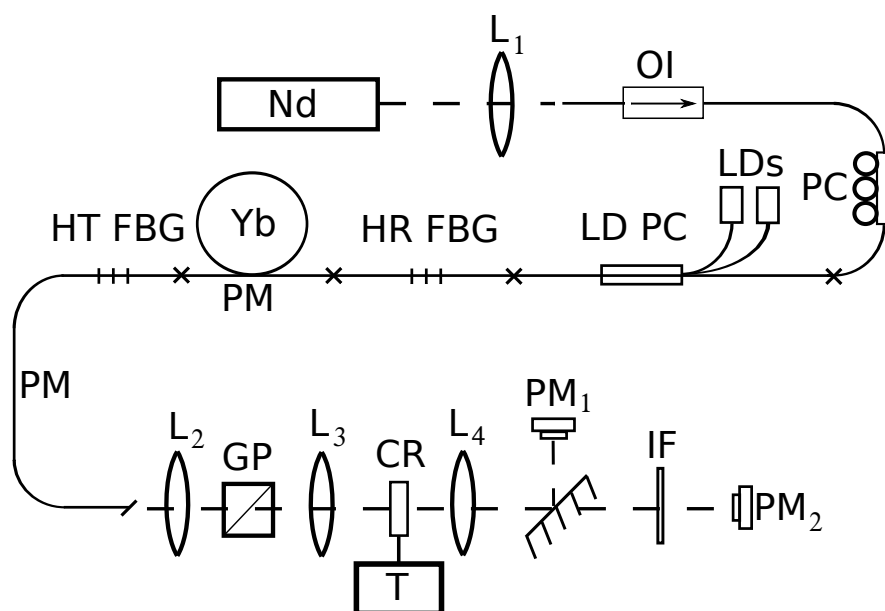


Рис. 38. Схема экспериментальной установки.

поглощением излучения накачки 2,6 дБ/м на длине волны 976 нм. Накачка осуществлялась двумя многомодовыми диодами (LDs) фирмы Oslago мощностью до 8 Вт каждый через объединитель накачки ($LD PC$). Объединитель типа $(2+1) \times 1$ имеет на входе 2 многомодовых и один одномодовый порт, а на выходе волокно с двойной оболочкой. К выходному порту приваривалась ВБР ($HR FBG$) с полной шириной на полувысоте 0,16 нм с коэффициентом отражения более 95%, записанная в волокне с двойной оболочкой и помещённая в термостат с температурой 25⁰ С. С другой стороны активного волокна приварена выходная ВБР ($HT FBG$), записанная в волокне с сохранением поляризации марки PM980-XP с двумя пиками отражения, соответствующими двум поляризациям и отстоящими друг от друга на расстояние более 0,26 нм. Полная ширина на полувысоте пиков отражения составляла $\approx 0,07$ нм с коэффициентом отражения для своей поляризации $\approx 25\%$. Выходная ВБР помещена в термостат. При температуре 80⁰ С коротковолновый пик отражения выходной ВБР совпадал с пиком отражения плотной ВБР и генерировалось линейно поляризованное излучение с длиной волны 1063,85 нм. При увеличении температуры выходной ВБР до 100⁰ С пики отражения ВБР переставали перекрываться и иттербиевый лазер можно было использовать в режиме усилителя. При этом торец волокна на выходе лазера был сколот под углом ~ 80 для предотвращения возникновения резонатора между плотной

ВБР и торцом. Общая длина резонатора лазера составляла $L \approx 4$ м, что соответствовало времени обхода резонатора $\tau_{rt} = 2Ln/c \approx 40$ нс. Выходное излучение коллимировалось асферической линзой (L_2) с фокусным расстоянием 7,5 мм. Для увеличения степени поляризации и улучшения долговременной стабильности за коллиматором устанавливалась призма Глана (GP).

Для сравнения эффективности ГВГ многочастотного излучения с одночастотным дополнительно использовался одночастотный Nd:YAG лазер с длиной волны 1064,35 нм. Его излучение усиливалось в активном волоконном световоде, в который оно заводилось с помощью линзы (L_1) через волоконно-оптический изолятор (OI). Выходное волокно изолятора приваривалось к одномодовому входному порту объединителя накачек. Поскольку изолятор, объединитель накачек и высокоотражающая ВБР не сохраняли поляризацию, дополнительно использовался волоконный контроллер (PC) для согласования поляризации неодимового лазера и иттербиевого волоконного усилителя. С ростом тока лазерных диодов удавалось поднять мощность излучения неодимового лазера до 0,5 Вт без возникновения генерации на длине волны ВБР. Спектр генерации лазеров измерялся с помощью анализатора оптического спектра AQ6370 фирмы Yokogawa и сканирующего интерферометра Фабри-Перо. Ширина спектра генерации иттербиевого лазера не превышала 2 ГГц при мощности генерации 0,7 Вт. Таким образом, эффективное число мод участвующих в генерации было порядка 80. Выбранная схема эксперимента позволяет добиться идентичности геометрических параметров пучков многочастотного и одночастотного лазеров. Для фокусировки излучения лазеров в нелинейный кристалл (CR) использовался набор линз (L_3). Положение, размер перетяжки и качество пучка измерялись с помощью профилометра BeamMaster BM-7 InGaAs фирмы Coherent, помещённого на продольную подвижку. Для используемых линз радиус пучка в перетяжке составлял 16, 26 и 55 мкм для линз с фокусными расстояниями 3, 5 и 11 см соответственно. Параметр качества пучка M^2 не превышал значения 1,03.

Удвоение частоты осуществлялось в двух кристаллах КТР с критическим синхронизмом II типа в плоскости XY. Длина кристаллов l_c

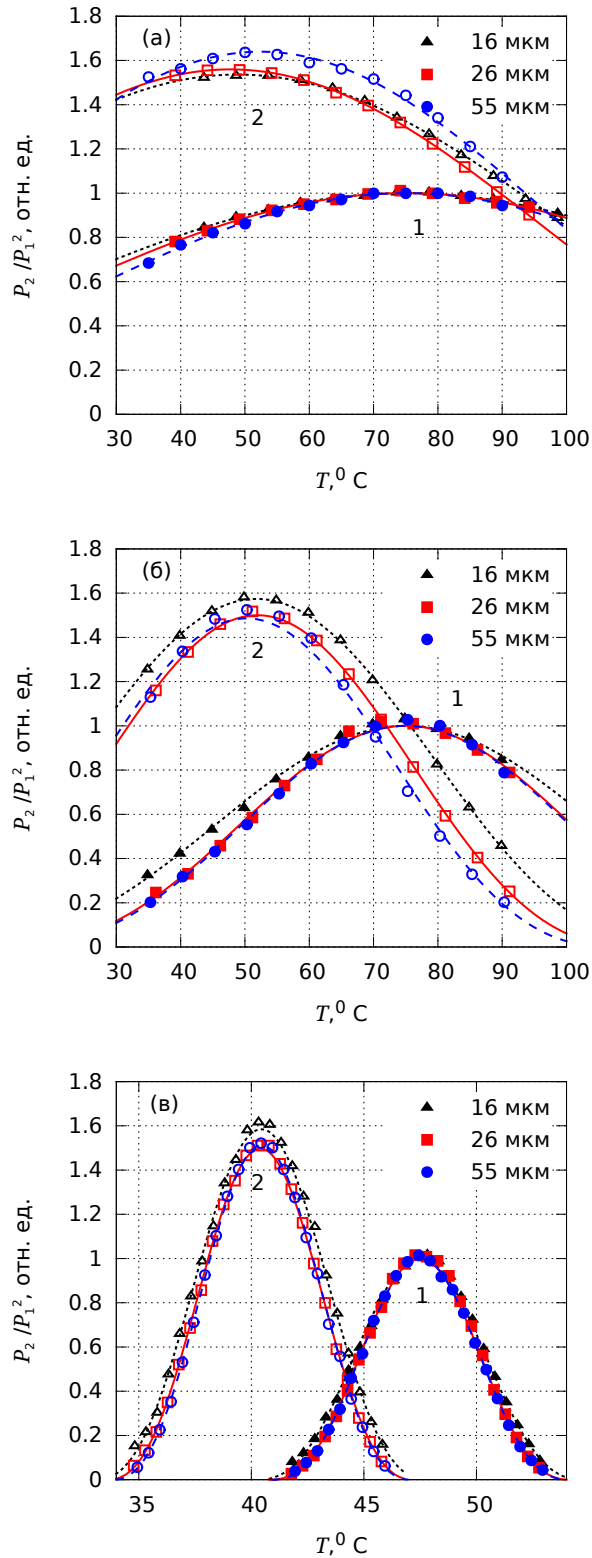


Рис. 39. Нормированные зависимости коэффициента эффективной нелинейности ГВГ от температуры для кристаллов КТР (а) и (б) длиной 2,5 и 5 мм соответственно и кристалла MgO:ppLN (в) в случае одночастотного (1) и многочастотного (2) режимов. Радиус перетяжки пучка составлял 16 (треугольники), 26 (кресты) и 55 мкм (круги) соответственно.

была 2,5 и 5 мм. Кристаллы помещались в термостат, управляемый контроллером температуры (T) с возможностью регулировки от 35 до 95⁰ С. Поляризация лазеров выставлялась под углом 45⁰ по отношению к оси OZ кристалла с помощью поляриметра PAX5710IR2-T фирмы Thorlabs для обеспечения равной мощности для обыкновенной и необыкновенной волн. Прошедшее кристалл излучение коллимировалось линзой (L_4). Далее излучение основной и второй гармоники разделялось зеркалом и регистрировалось измерителями мощности (PM_1, PM_2) соответственно. Интерференционный фильтр (IF) служил для дополнительной фильтрации излучения второй гармоники. Положение и наклон кристаллов оптимизировались для получения максимума мощности ГВГ одночастотного излучения при температуре 75⁰ С. Далее изменением температуры кристалла регистрировалась зависимость полного коэффициента эффективной нелинейности удвоения частоты $\gamma_2 = P_2/P_1^2$ от температуры для одночастотного и многочастотного излучений. Обе кривые аппроксимировались функцией $f(T) = A_t \cdot \text{sinc}^2(0,443\pi(T - T_0)/\Delta T)$ с тремя независимыми параметрами ($A_t, T_0, \Delta T$) и нормировались на единицу в максимуме эффективности ГВГ одночастотного излучения. Результаты измерений представлены на рисунках 39 а и б для кристаллов КТР длиной 2,5 и 5 мм соответственно. Различие положений максимумов эффективной нелинейности связано с различием на 0,5 нм длин волн многочастотного и одночастотного излучений. Из рисунков видно, что величина статистического выигрыша для многочастотного излучения слабо зависит от фокусировки и лежит в диапазоне от 1,5 до 1,65.

Аналогичные эксперименты проводились с периодически ориентированным кристаллом ниобата лития легированным 5 мол% MgO с периодом доменной структуры 6,95 мкм и длиной 4,7 мм. При этом поляризация выставлялась вдоль оси OZ кристалла. Результаты измерений представлены на рисунке 39 в. Представленные данные свидетельствуют о том, что статистический выигрыш слабо зависит не только от фокусировки, но и от типа синхронизма.

Информацию о статистическом выигрыше ГВГ может также дать измерение временной зависимости мощности иттербиевого лазера за время обхода резонатора. Для измерения временной зависимости мощности

лазера использовался осциллограф LeCroy WavePro 725Zi-A с полосой пропускания 2,5 ГГц и фотодетектор LeCroy OE455 с полосой 3,5 ГГц. Поскольку спектр генерации лазера (≤ 2 ГГц) был уже полосы пропускания, полученные зависимости мощности не усреднялись в процессе измерения. На рисунке 40 а представлены временные зависимости мощности генерации одночастотного (SF) и иттербиевого (MF) лазеров соответственно. Шумы мощности для одночастотного лазера соответствуют шумам детектора.

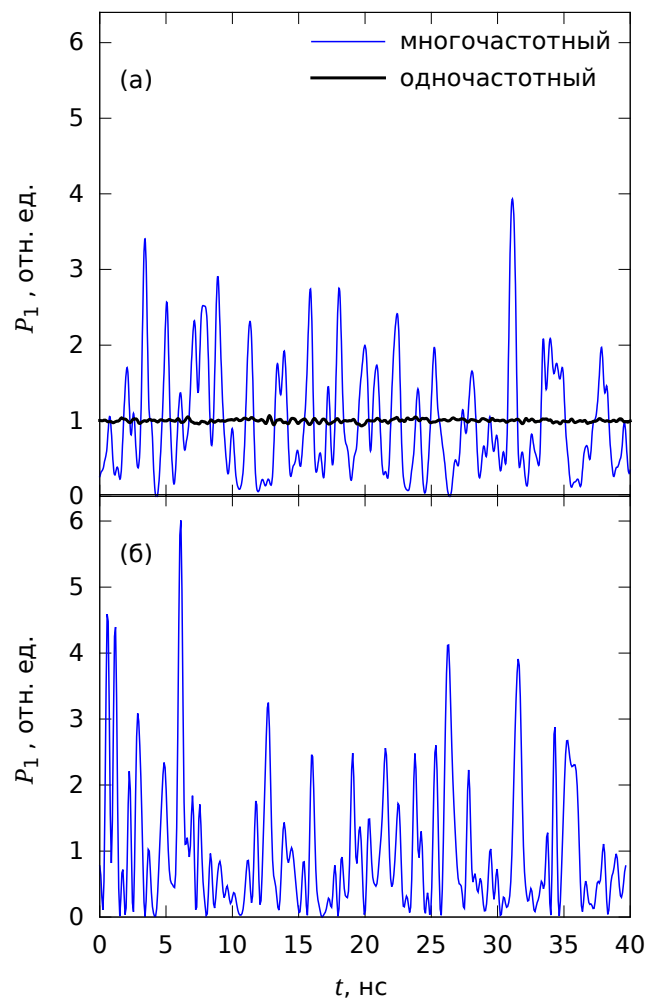


Рис. 40. Временные зависимости интенсивности для одночастотного и многочастотного лазеров, нормированные на среднее значение: эксперимент (а), расчет для многочастотного излучения с гауссовой статистикой мод и формой спектра в виде гиперболического секанса (б).

Таким образом, приведённые данные свидетельствуют о том, что даже при относительно большом эффективном числе мод ($N \sim 50$), участвующих в генерации волоконного иттербиевого лазера, статистический

выигрыш заметно отличается от двукратного. Отличие может быть связано с наличием частичной синхронизации мод в многочастотном непрерывном лазере, связанной с однородностью насыщения линии усиления на масштабах спектра генерации. Как уже отмечалось [204], статистический выигрыш также зависит от статистических свойств огибающей поля. Ширина спектра генерации существенно уже ширины синхронизма использовавшихся кристаллов. В нашем случае можно использовать квазистатическую модель, в которой пренебрегается различием групповых скоростей основной и второй гармоники, для определения величины статистического выигрыша.

Для расчета временной динамики и статистического выигрыша использовалась известная модель лазера с несинхронизованными модами (см., например, [204]), в которой фазы мод статистически независимы и равномерно распределены на интервале $(-\pi, \pi)$. Форма спектра генерации выбиралась в виде гиперболического секанса согласно модели уширения спектра иттербиевого лазера за счёт ФСМ в пренебрежении дисперсией, описанной в параграфе 2.1 подтвержденной экспериментально для относительно узкополосной генерации. Вычисления проводились для 101 моды с межмодовым расстоянием 25,2 МГц и с полной шириной спектра на полувысоте 2 ГГц. Фаза каждой моды выбиралась случайным образом на интервале $(-\pi, \pi)$. Зависимость мощности от времени $P_1(t)$ имеет периодический характер с периодом 39,7 нс (рис. 40 б). Усреднённое по времени обхода резонатора значение мощности можно связать с мощностью одночастотного лазера. Мощность ГВГ пропорциональна квадрату мощности первой гармоники. Поэтому статистический выигрыш в квазистатическом режиме равен отношению среднего от квадрата мощности к квадрату средней мощности на фундаментальной частоте $\langle P_1(t)^2 \rangle / \langle P_1(t) \rangle^2$. Было проверено, что получаемое расчетное увеличение эффективности изменяется от реализации к реализации случайного выбора фаз, но близко к двукратному - $2 \pm 0,15$. Аналогичное усреднение непосредственно измеренной временной зависимости мощности иттербиевого лазера (рис. 40 а) даёт величину 1,5, что близко к наблюдаемому в экспериментах увеличению эффективности ГВГ. Отметим, что больший коэффициент увеличения в случае гауссовой статистики мод связан с на-

личием выбросов большей амплитуды во временной динамике – до 6 раз по отношению к среднему значению (рис. 40 б), тогда как в эксперименте выбросы не превышают 4 (рис. 40 а).

Следует упомянуть об экспериментальном исследовании ГВГ много-частотного иттербиевого лазера в кристалле MgO:ppSLT, проведенном в работе [209]. Авторы предполагали, что ГВГ излучения многочастотного лазера в два раза более эффективна, чем одночастотного. Эксперимент проводился только с многочастотным лазером. При ширине синхронизма 0,16 нм и ширине спектра лазера 0,07 нм расчетное увеличение эффективности составило 1,5, что близко к наблюдаемому в нашем эксперименте результату.

Таким образом, даже большое число мод ещё не гарантирует двукратное увеличение эффективности преобразования. Это следует учитывать при измерении констант нелинейности для кристаллов. Например, в работе [210] использовалась формула статистического выигрыша $(2 - 1/N)$ при коррекции величины нелинейности d_{eff} кристалла КТР измеренной с помощью многочастотного Nd:YAG лазера. Усиление Nd лазера насыщается однородно и в нём, как и в волоконном иттербиевом лазере, может присутствовать частичная синхронизация мод.

Таким образом, рассмотренное в параграфе статистическое увеличение мощности ГВГ волоконного иттербиевого лазера в кристаллах с синхронизмом I и II типа составило 1,5–1,65 раза, что заметно меньше, чем расчётный коэффициент 2 для лазера с гауссовской статистикой излучения. Полученное отличие может быть объяснено частичной синхронизацией фаз мод, связанной с однородным характером насыщения усиления генерируемыми модами. Тем не менее, значительное увеличение эффективности ГВГ многочастотного излучения по сравнению с одночастотным в кристаллах разного типа, позволяет создавать эффективные источники излучения в видимом диапазоне на основе достаточно простых и надежных иттербиевых волоконных лазеров на основе активных волокон с двойной оболочкой с накачкой многомодовыми диодами и линейным резонатором на волоконных брэгговских решётках [4]. Как будет показано далее, использование кристалла КТР с векторным синхронизмом II типа для удвоения частоты дает возможность плавной перестройки длины

волны видимого излучения в широком диапазоне в случае использования в качестве накачки волоконного иттербиевого лазера с перестраиваемыми ВБР, что затруднительно для схем на основе кристаллов с регулярной доменной структурой и достаточно сложными одночастотными волоконными лазерами с усилителем (см., например, [207]).

3.3. Удвоение частоты перестраиваемого иттербиевого волоконного лазера в кристалле КТР

3.3.1. Внерезонаторное удвоение частоты в кристалле КТР

Известно, что стандартные ИВЛ с накачкой в оболочку наиболее эффективно работают на длинах волн от 1060 до 1130 нм [4], поэтому исследование ГВГ было проведено вначале в этом диапазоне, а затем вблизи 1030 нм. Отметим, что излучение стандартного перестраиваемого волоконного лазера случайно поляризовано. Одновременно происходит генерация большого числа продольных мод с различным состоянием поляризации. Для удвоения частоты генерации таких лазеров целесообразно применять нелинейные кристаллы с синхронизмом II типа, использующие в преобразовании обе поляризационные компоненты. Кристалл КТР обладает не только синхронизмом II типа, но и высокой нелинейностью. Благодаря этому он нашёл довольно широкое применение и для ГВГ линейно поляризованного излучения твердотельных лазеров вблизи 1 мкм. Для кристалла КТР синхронизм существует во всей области генерации ИВЛ только для плоскости YZ. В плоскости XY условие синхронизма достигается в диапазоне 1–1,08 мкм, в плоскости XZ – для длин волн более 1,08 мкм. Вблизи длины волны 1,08 мкм возможно получить некритический синхронизм при распространении излучения вдоль оси OX [211]. При этом эффективный коэффициент нелинейности d_{eff} в плоскости YZ в рассматриваемом диапазоне длин волн в полтора-два раза меньше, чем

в двух других плоскостях, что согласно выражению (3.14) приводит к уменьшению коэффициента квадратичной нелинейности γ_2 в этой плоскости в 2-4 раза.

В параграфе 3.1 уже упоминалось, что в случае синхронизма II типа существенное внимание требуется уделить сносу излучения необыкновенной волны, влияющему на эффективность преобразования во вторую гармонику. Метод компенсации сноса за счет наклонного падения на поверхность кристалла для заданной длины волны изложен в работе [80]. Используя зависимости показателя преломления от длины волны и температуры для кристалла КТР (3.10)–(3.12), численно подбиралась геометрия кристалла, обеспечивающая совпадение направлений векторов Пойнтинга обыкновенной и необыкновенной волн излучения основной гармоники в результате преломления при наклонном падении на нелинейный кристалл для фиксированной длины волны генерации ИВЛ.

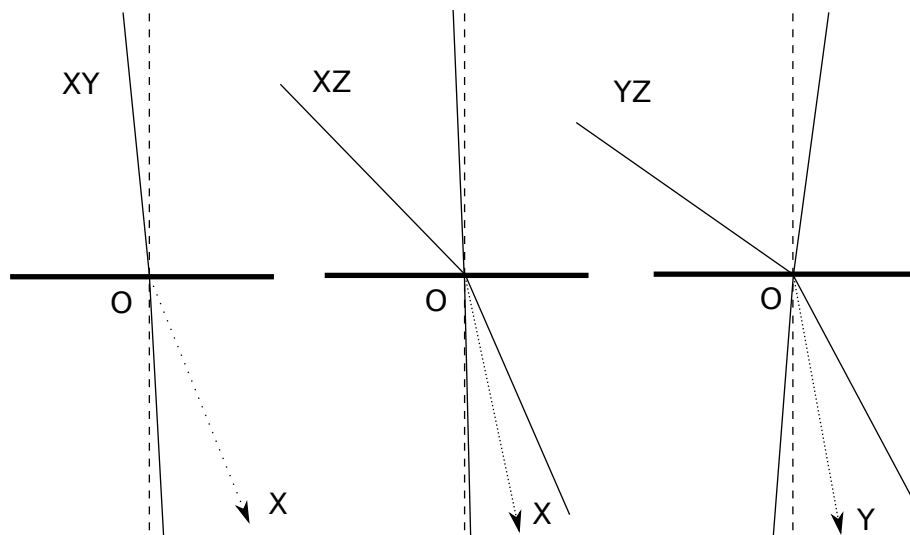


Рис. 41. Схематичное изображение преломления лучей на границе воздух-кристалл для трёх главных плоскостей кристалла КТР при выполнении условия синхронизма для длин волн 1070, 1102 и 1030 нм для плоскостей XY, XZ и YZ соответственно. Стрелкой изображена кристаллографическая ось, штриховой линией – нормаль к поверхности кристалла, сплошными линиями – ход лучей.

Рассмотрим несколько характерных примеров компенсации сноса в трёх плоскостях кристалла КТР. Для начала учтём, что, если в главной плоскости кристалла выполняется скалярный синхронизм для фиксированной длины волны под некоторым углом к кристаллографической оси,

то условие синхронизма также будет выполнено в этой плоскости в направлении симметричном относительно этой оси. В случае наклонного падения излучения на кристалл ситуация не меняется если кристаллографическая ось направлена по нормали к поверхности. Если кристаллографическая ось не совпадает с нормалью, то ситуация меняется. Так для плоскости XY в конфигурации, изображённой на рисунке 41, есть только один угол падения, для которого выполняется синхронизм на длине волны 1070 нм. Свет не удаётся сфокусировать в кристалл под углом большим критического из-за эффекта полного внутреннего отражения. В случае плоскости XY в кристалле КТР компенсацию сноса можно получить при относительно небольших углах падения на кристалл. Это приводит к тому, что для этой плоскости эффективность ГВГ в кристаллах со скалярным типом синхронизма незначительно ниже, чем в кристаллах с компенсацией сноса при наклонном падении. Так в работе [80] продемонстрировано 20% увеличение мощности ГВГ для кристалла с компенсацией сноса. В случае двух других плоскостей компенсация сноса наблюдается для большего из двух углов падения на кристалл. Это приводит к тому, что компенсацию сноса в этих плоскостях удаётся получить не во всём диапазоне существования синхронизма, а в некоторой окрестности около длины волны не критического синхронизма. Например, на рисунке 41 для плоскостей XZ и YZ изображён ход лучей, для которых выполняется синхронизм на длинах волн 1102 и 1030 нм соответственно. Чрезмерно большие углы падения, необходимые для компенсации сноса, затрудняют просветление поверхности для обеих поляризаций излучения на основной частоте. Так для плоскости YZ компенсация сноса возможна для длин волн менее 1053 нм, для которой она выполняется только при скользком падении.

В ходе выполнения работы были рассчитаны кристаллы с компенсацией сноса на длинах волн 1030,4, 1070,0, 1081,1, 1089,8 и 1102,2 нм. Первые два кристалла имеют синхронизм в плоскости XY, а последние три — в плоскости XZ. Кроме того, исследовался кристалл с синхронизмом в плоскости YZ с частичной компенсацией сноса в диапазоне 1060-1100 нм. На рисунке 42 представлены расчёты углов падения на кристалл, для которых выполняется синхронизм, и углов разбегания обыкновенной и

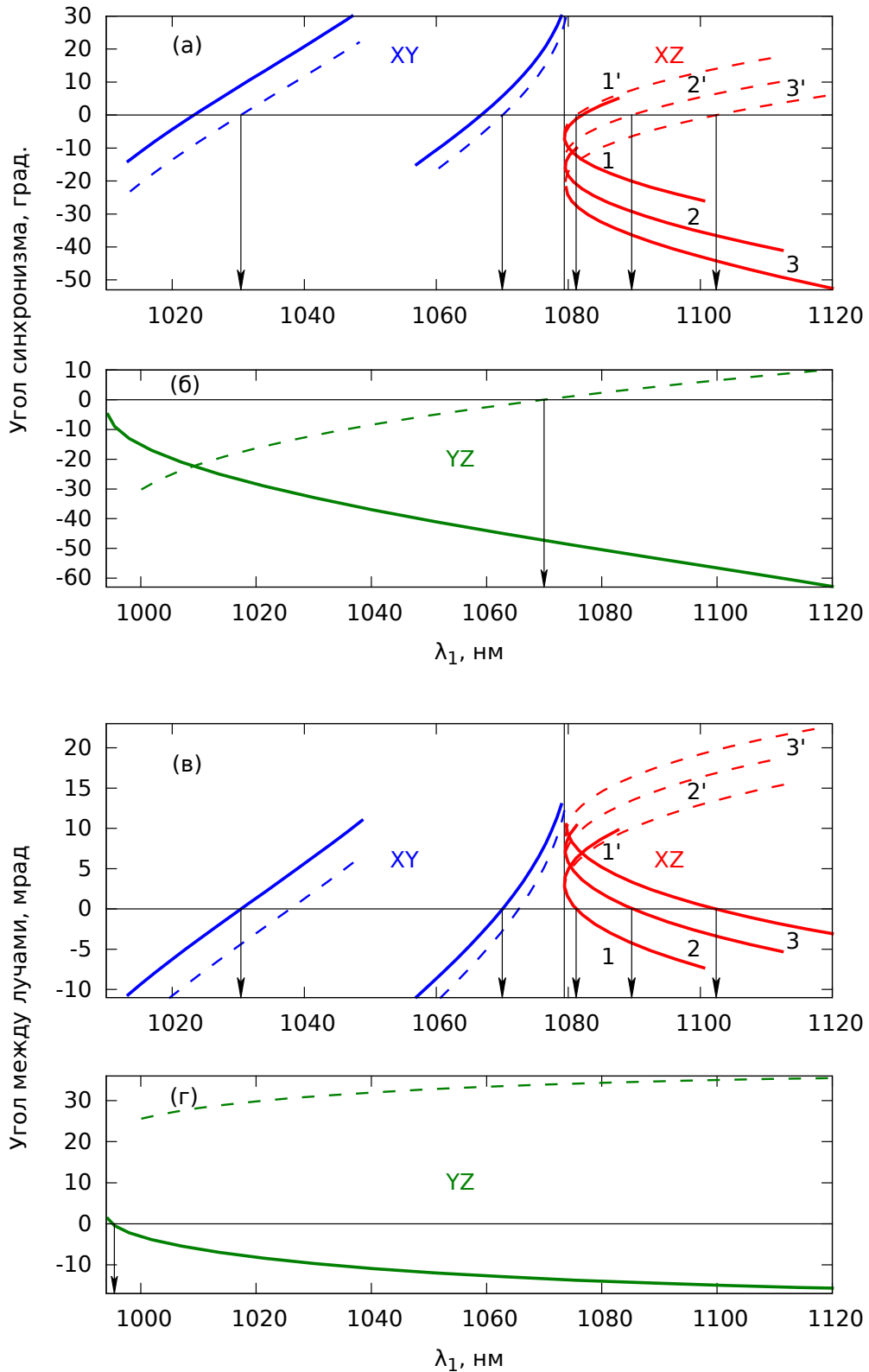


Рис. 42. Углы падения на поверхность, при которых выполняется синхронизм, в зависимости от длины волны для плоскостей XY и XZ (а) и YZ (б) кристалла КТР и соответствующие этим графикам углы между лучами обыкновенной и необыкновенной волн на основной частоте (в, г). Сплошными линиями показаны зависимости для кристаллов с компенсацией сноса, а штриховыми – с выполнением скалярного синхронизма на длинах волн, указанных стрелками.

необыкновенной волн основной гармоники в зависимости от длины волны. На рис. 42 а и в приведены результаты для плоскостей XY и XZ, а на рис. 42 б и г — для плоскости YZ. Каждый диапазон перестройки представлен парой кривых (сплошная и штриховая). Для плоскости XZ диапазоны построения графиков перекрываются, поэтому кривые дополнительно пронумерованы. Например, обозначения 1 и 1' показывают кристаллы с компенсацией сноса и скалярным синхронизмом на длине волны 1081,1 нм, соответственно. Для сплошных линий компенсация сноса реализуется на длине волны, указанной стрелкой, а для штриховых — выполняется скалярный синхронизм на этих длинах волн. Причём для плоскости YZ не удаётся получить полной компенсации сноса на длине волны 1070 нм, поэтому для сплошной и штриховой кривых в этой плоскости положение стрелок на рис. 42 б и г не совпадает. Для расчётов, представленных этой сплошной линией, используется кристалл с полной компенсацией сноса на длине волны 995 нм, чтобы угол падения (синхронизма) на кристалл был для 1070 нм не очень большим ($\sim 47^\circ$). Из рисунка 42 в видно, что компенсация сноса в плоскости XY относительно небольшая (3-4 мрад), и достигается для излучения с длиной волны на несколько нанометров больше, чем при скалярном синхронизме. В плоскости XZ компенсация заметно больше. Так на длине волны 1102 нм она составляет 20 мрад. Кроме того, наклон кривых в этой плоскости меньше, что обеспечивает большую область перестройки для кристалла с фиксированной апертурой.

Экспериментально проверка эффективности ГВГ осуществлялась в шести кристаллах, расчётные кривые для которых изображены сплошными линиями на рис. 42. Схема установки представлена на рисунке 43. Перестраиваемый иттербиевый волоконный лазер (ПИВЛ) собран на базе иттербиевого световода с двойной оболочкой (Yb) и перестраиваемой волоконной брэгговской решётки (ПВБР). Излучение мощностью в несколько Ватт коллимировалось асферической линзой L_1 , направлялось поворотным зеркалом M_1 и фокусировалось линзы L_2 в кристалл КТР, находящийся в термостате на поворотном столике. Температура кристалла стабилизировалась на значении 60°C с помощью контроллера температуры (КТ). Далее излучение основной и второй гармоник колли-

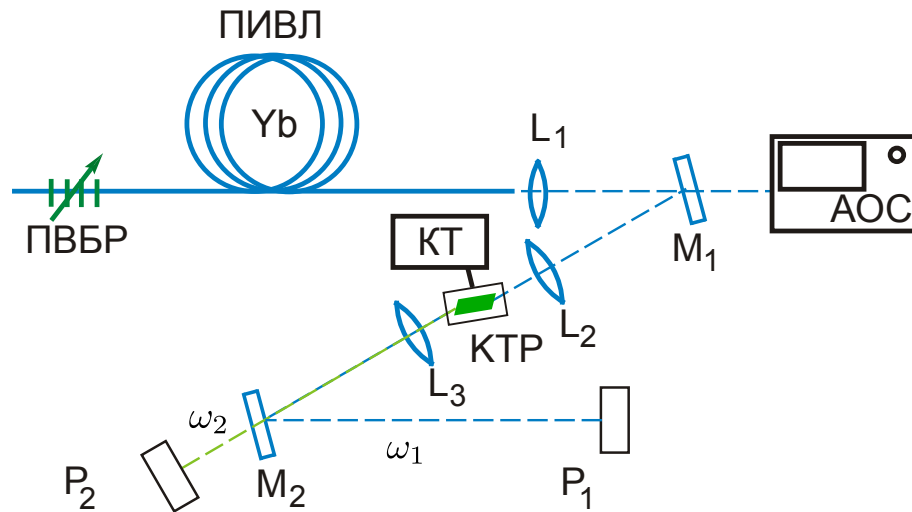


Рис. 43. Схема экспериментальной установки по измерению зависимости полного коэффициента квадратичной нелинейности $\gamma_2 = P_2/P_1^2$ с помощью перестраиваемого ИВЛ.

мировалось линзой L_3 и разделялось по спектру селективным зеркалом M_2 . В ходе измерений часть излучения, прошедшая через зеркало M_1 использовалось для регистрации длины волны с помощью анализатора оптических спектров (АОС) AQ6370 фирмы Yokogawa. Кроме того, осуществлялся подбор фокусных параметров линз L_1, L_2 для достижения оптимальной фокусировки в кристалл.

Экспериментально измеренные зависимости коэффициентов квадратичной нелинейности $\gamma_2 = P_2/P_1^2$ от длины волны, представлены на рисунке 44. При этом геометрическая длина кристалла вдоль оптического пути l_c составляла 10 мм для кристаллов с синхронизмом в плоскости XZ, 8 мм для кристаллов с синхронизмом в плоскости YZ и XY в экспериментах около $\lambda_1 = 1070$ нм и 18 мм для плоскости XY в экспериментах около $\lambda_1 = 1030$ нм.

Сначала рассмотрим результаты экспериментов для плоскости XZ. Номера кривых для этой плоскости соответствуют номерам на рисунке 42. Из рисунков видно, что чем дальше оптимальная длина волны от некритического синхронизма (1080 нм) и меньше наклон зависимости для угла расхождения лучей (рис. 42), тем шире перестроечная кривая. И, наоборот, максимум перестроечной кривой больше для кристалла, оптимизированного вблизи некритического синхронизма. Описать уменьшение максимума можно следующим образом. При наклонном падении

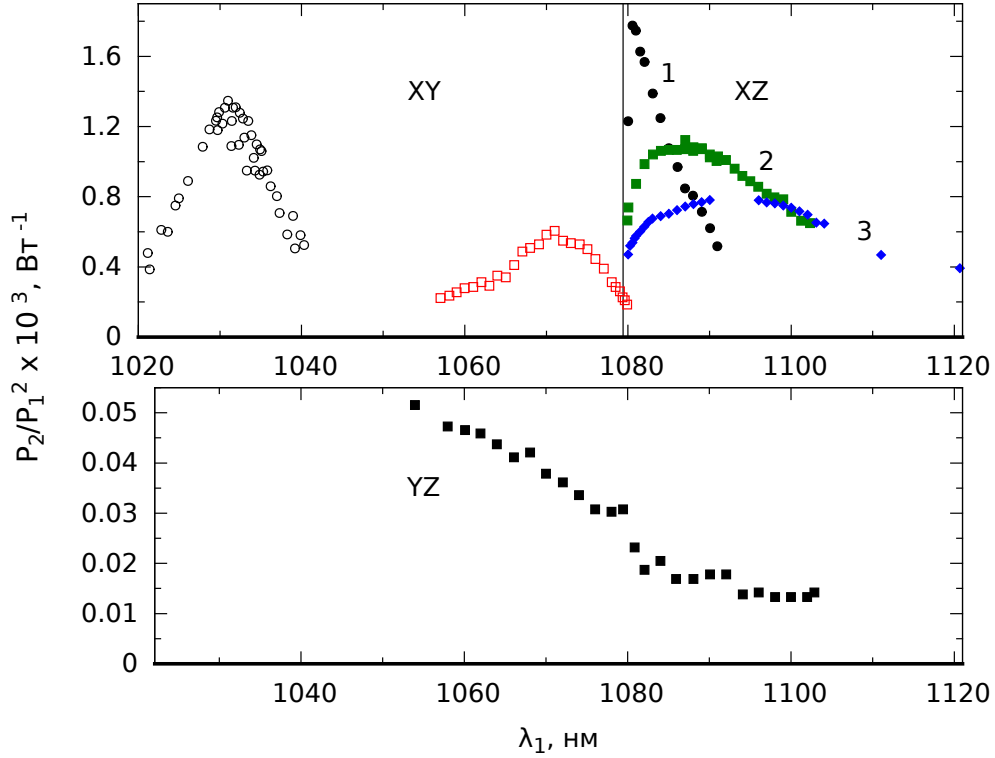


Рис. 44. Зависимость полного коэффициента квадратичной нелинейности $\gamma_2 = P_2/P_1^2$ от длины волны для трёх главных плоскостей кристалла КТР. Длина кристаллов составляет 10 мм (XZ), 8 мм (YZ), 8 и 18 мм для кривых с максимумами вблизи длин волн 1070 и 1031 нм соответственно (XY).

на кристалл выполняется векторный синхронизм. В общем случае это означает, что все три волны в кристалле неколлинеарны. Даже если удастся полностью скомпенсировать разбегание лучей обыкновенной и необыкновенной волн на основной частоте (векторы Пойнтинга $\vec{S}_1^{(o)}$ и $\vec{S}_1^{(e)}$ на рис. 45), излучение второй гармоники будет распространяться под углом к основному излучению. Значение этого угла с хорошей точностью равно половине угла сноса ($\rho_w \approx \beta_w/2$). Выход излучения второй гармоники из области перекрытия с пучком первой гармоники снижает эффективность преобразования во вторую гармонику.

В параграфе 3.1 приводилось выражение (3.14), описывающая ГВГ в сфокусированном гауссовом пучке для коллинеарного синхронизма. Стоит отметить, что данное выражение можно применить для векторного синхронизма II типа в случае компенсации сноса, если вектора Пойнтинга обыкновенной и необыкновенной волны основного излучения кол-

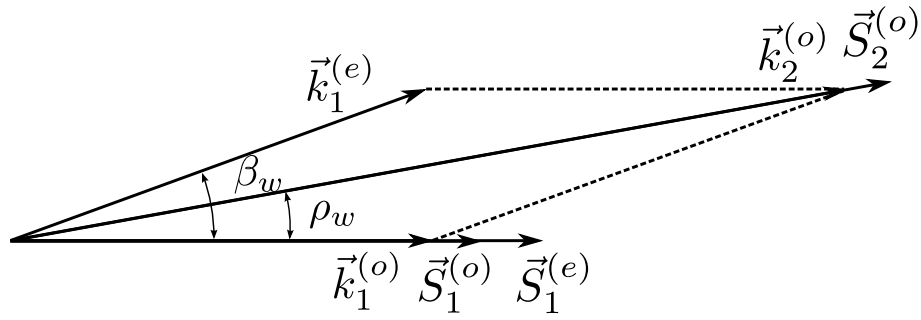


Рис. 45. Направления волновых векторов и векторов Пойнтинга при ГВГ по II типу векторного синхронизма (*оео*-тип) при компенсации сноса для основной гармоники ($\vec{S}_1^{(o)} \parallel \vec{S}_1^{(e)}$).

линейны $\vec{S}_1^{(o)} \parallel \vec{S}_1^{(e)}$. Эта ситуация эквивалентна I типу синхронизма со сносом излучения 2-й гармоники под углом $\rho_w \approx \beta_w/2$. Будем считать фокусировку в кристалл оптимальной. На практике диаметр пучка в перетяжке был чуть больше оптимального, чтоб предотвратить возможную оптическую деградацию кристалла при появлении серых треков [212]. Функция фокусировки $h_I^m(B)$ хорошо описываются численной аппроксимацией (3.16). Для трех кристаллов с различной геометрией с синхронизмом в плоскости XZ рассчитаны параметры B и значения $h_I^m(B)$ (см. таб. 1).

Таблица 1. Угол между осью OX и нормалью кристалла α_c , длина волны синхронизма λ_1 , угол сноса 2-й гармоники ρ_w , параметр двулучепреломления B , значения $h_I^m(B)$ и экспериментально измеренный максимальный полный коэффициент эффективной нелинейности P_2/P_1^2 для трех различных геометрий кристалла КТР с синхронизмом в плоскости XZ.

α_c , град.	λ_1 , нм	$\rho_w = \beta_w/2$, мрад	B	$h_I^m(B)$	P_2/P_1^2 , Вт ⁻¹
3,7	1081,2	2,83	0,46	0,84	1.8×10^{-3}
8,5	1089,6	6,62	1,07	0,53	1.1×10^{-3}
12	1102,4	9,6	1,54	0,41	0.8×10^{-3}

Видно, что $h_I^m(B)$ уменьшается с увеличением длины волны синхронизма, как и наблюдалось экспериментально. В таблице 1 также приведены экспериментальные значения максимальных полных коэффици-

ентов эффективных нелинейностей для каждого кристалла (P_2/P_1^2). Из выражения (3.14) видно, что $P_2/P_1^2 \propto h_I^m(B)$ для заданной плоскости кристалла. Сравнив экспериментальные значения P_2/P_1^2 с $h_I^m(B)$ в таблице 1, получим, что во всех случаях отношение $(P_2/P_1^2)/h_I^m(B) \approx 2,0 \times 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$. Выражение (3.14) выведено для одночастотного поляризованного излучения. Согласно [213], максимальный полный коэффициент эффективной нелинейности для одночастотного поляризованного излучения для 10 мм кристалла КТР составляет $\sim 2 \times 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$ на длине волны $\lambda_1 \approx 1080 \text{ нм}$, где выполняется некритический коллинеарный синхронизм. Максимальный полный коэффициент эффективной нелинейности, наблюдавшийся в экспериментах для плоскости XY для излучения со случайной поляризацией, близок к этому значению: $\gamma_2 \approx 1,8 \times 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$.

Таким образом, при удалении оптимальной длины волны от некритического синхронизма в плоскости XZ, область перестройки ГВГ увеличивается, достигая 35 нм. При этом также увеличивается снос излучения второй гармоники, который приводит к уменьшению эффективности ГВГ.

Перейдём к рассмотрению плоскости XY. Как уже отмечалось величина компенсации сноса для этой плоскости составляет относительно небольшую величину 3-4 мрад. Для перестраиваемой ГВГ становятся также существенными зависимости угла падения и эффективного коэффициента нелинейности кристалла d_{eff} от длины волны синхронизма. Так угол падения сильнее зависит от длины синхронизма в плоскости XY, чем в плоскости XZ. В связи с необходимостью получения перестройки в диапазоне 20 нм (1060-1080) и изменения углов падения в бóльшем диапазоне, в экспериментах длина кристалла была сокращена с 10 до 8 мм, а апертура увеличена с 4 до 5 мм по сравнению с плоскостью XZ. Модуль эффективного коэффициента нелинейности $|d_{\text{eff}}|$ уменьшился для $\lambda_1 = 1070 \text{ нм}$ на 5% по сравнению с $\lambda_1 = 1081 \text{ нм}$. Согласно формуле (3.14) максимум полного коэффициента эффективной нелинейности должен был уменьшиться на 30% до значения $\gamma_2 \approx 1,2 \times 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$. Отметим, что схема фокусировки для длины волны 1070 нм не изменилась по сравнению использованной для плоскости XZ. Однако при малой величине сноса и уменьшении длины кристалла конфокальный параметр b

следовало пропорционально уменьшить (см. выражение (3.15)), поэтому в эксперименте наблюдается бóльшее уменьшение полного коэффициента эффективной нелинейности до величины $\gamma_2 \approx 0,6 \times 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$.

Для длины волны 1030 нм модуль эффективного коэффициента нелинейности $|d_{\text{eff}}|$ уменьшается уже на 30% по сравнению с $\lambda_1 = 1081 \text{ нм}$, поэтому полный коэффициент эффективной нелинейности $\gamma_2 = P_2/P_1^2$ для кристалла длиной 10 мм должен уменьшиться в 2 раза. Для компенсации этого фактора был выбран кристалл длиной 18 мм. При оптимизации фокусировки удалось достичь величины $\gamma_2 \approx 1,4 \times 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$, что сравнимо с результатами для длины волны 1081 нм.

Перейдём теперь к рассмотрению плоскости YZ. Ранее уже отмечалось, что полная компенсация сноса для этой плоскости возможна только в коротковолновой области генерации ИВЛ. Был изготовлен кристалл с частичной компенсацией. Угол разбегания лучей составлял более 10 мрад на длинах волн более 1033 нм (см. рис. 42). При характерном диаметре перетяжки в кристалле 60 мкм лучи обыкновенной и необыкновенной волн основной гармоники перестают перекрываться по прохождению расстояния менее 6 мм. Отметим, что для скалярного синхронизма область перекрытия уменьшится ещё в три раза. Схема фокусировки и геометрическая длина вдоль оптического пути кристалла были такие же как и в экспериментах для плоскости XY вблизи длины волны 1070 нм. При этом модуль эффективного коэффициента нелинейности кристалла $|d_{\text{eff}}|$ для плоскости YZ на этой длине волны в два раза меньше, чем для плоскости XY. В связи с малой нелинейностью и значительным разбеганием пучков полный коэффициент эффективной нелинейности γ_2 в экспериментах уменьшается на порядок. Значительный рост эффективной нелинейности γ_2 связан с уменьшением угла разбегания пучков в коротковолновой области. К преимуществам ГВГ с синхронизмом в плоскости YZ относится большая область перестройки 1,05–1,1 мкм, ограниченная только областью перестройки использованной ВБР.

Таким образом, в данном разделе рассмотрена возможность генерации второй гармоники излучения перестраиваемого иттербиевого волоконного лазера в трех плоскостях кристалла КТР со II типом синхронизма. Для оптимизации эффективности ГВГ для различных длин волн рас-

считаны геометрии кристаллов с компенсацией разбегания лучей обыкновенной и необыкновенной волны основного излучения. Изучены их перестроечные характеристики. При удвоении частоты во внерезонаторной схеме для плоскости XZ получен диапазон перестройки 540–560 нм, для плоскости XY — 510–520 и 528–540 нм. В этих двух плоскостях диапазоны перестройки ограничены длиной волны 540 нм, где выполняется не критический коллинеарный синхронизм для кристалла КТР. Для плоскости YZ полный коэффициент эффективной нелинейности оказался более, чем на порядок ниже $\gamma_2 \sim 0,5 \times 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$. Соответствующий ей диапазон перестройки 527–551 нм ограничен только механическими возможностями ВБР и может быть расширен на весь диапазон генерации ИВЛ.

3.3.2. Внутррезонаторное удвоение частоты иттербиевого волоконного лазера

Для увеличения эффективности преобразования частоты ИВЛ был применён внутррезонаторный метод генерации второй гармоники. С этой целью создавался резонатор, плотный для основного ИК излучения волоконного лазера и открытый для второй гармоники. Схема экспериментальной установки по внутррезонаторному удвоению представлена на рисунке 46. ИК излучение на основной частоте, выходящее из волоконного лазера коллимируется линзой L_1 , отражается поворотным селективным зеркалом M_1 и фокусируется в нелинейный кристалл КТР линзой L_2 . Кристалл помещен в термостат, температура которого задавалась контроллером КТ. Зеркало M_2 имеет высокий коэффициент отражения излучений основной и второй гармоник. Генерируемое за два прохода в кристалле излучение второй гармоники выводится из резонатора через селективное зеркало M_1 и регистрируется с помощью измерителя мощности P_2 . Анализатор оптического спектра АОС использовался для определения длины волны генерации ИВЛ. С целью оптимизации оптической схемы резонатора была предложена и реализована схема телескопического отражателя, позволяющая возвращать обратно в кристалл и далее в одномодовый световод параллельные лучи основного излучения,

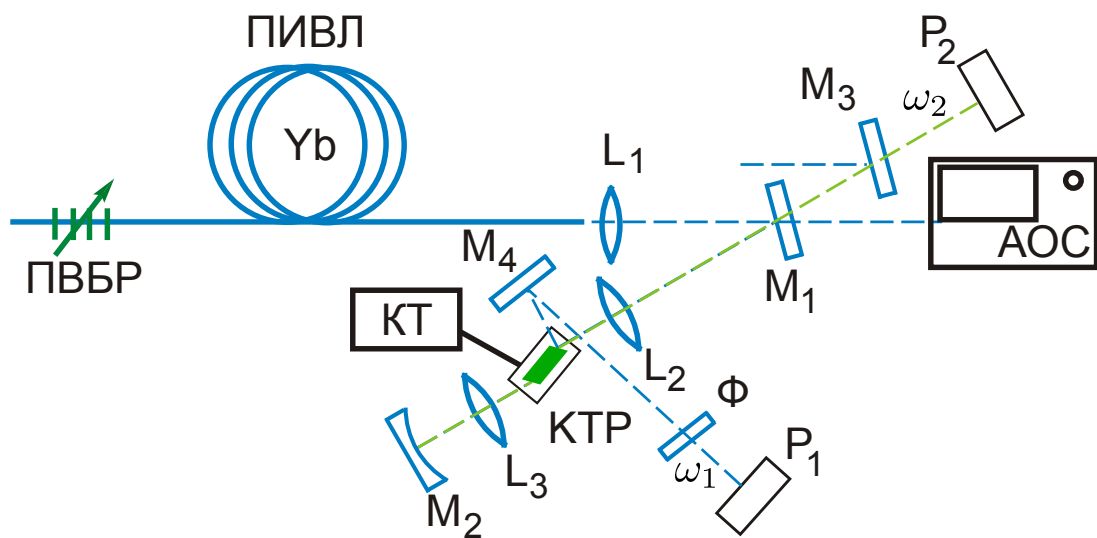


Рис. 46. Схема экспериментальной установки для внутриврезонаторного удвоения частоты перестраиваемого иттербиевого волоконного лазера. ПИВЛ – перестраиваемый иттербиевый волоконный лазер; АОС – анализатор оптического спектра; L – линзы, $M_{1,3,4}$ – высокоотражающие зеркала для излучения основной гармоники; M_2 – плотное сферическое зеркало; КТ – контроллер температуры термостата; P_1 – измеритель мощности для регистрации слабого сигнала основного излучения; Φ – фильтры для блокировки излучения второй гармоники; P_2 – измеритель мощности для регистрации второй гармоники.

сформированные на выходе из кристалла из-за эффекта сноса.

Вначале были проведены эксперименты по внутриврезонаторной ГВГ в волоконном лазере с фиксированной длиной волны 1085 нм. Для удвоения частоты генерации был взят кристалл КТР с синхронизмом в плоскости XZ , оптимизированный на длину волны 1081 нм. Для определения внутриврезонаторной мощности слабый отраженный сигнал подавался на измеритель мощности P_2 (см. рис. 46). Фильтры Φ отсекали видимое излучение. Для разного уровня мощности накачки измерялся сигнал как с плотным резонатором, так и без него. Тем самым определялось относительное увеличение внутриврезонаторной мощности основного ИК излучения. Затем это увеличение нормировалось на измеренную выходную мощность волоконного лазера. Таким образом был определен уровень мощности ИК излучения внутри резонатора в зависимости от мощности накачки.

На рисунке 47 представлена зависимость мощности второй гармоники от мощности основного излучения при внутриврезонаторном удвоении

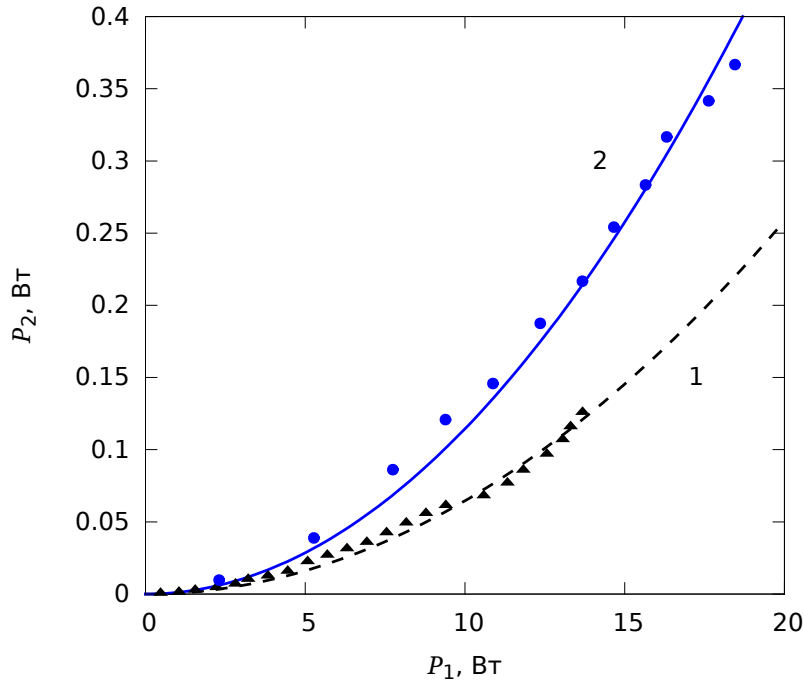


Рис. 47. Зависимость мощности второй гармоники от мощности основного излучения при ГВГ с длиной волны 543 нм во внерезонаторной (1) и внутрирезонаторной (2) схемах (точки — экспериментальные данные, линии — квадратичная аппроксимация).

частоты и удвоении частоты во внерезонаторной схеме. Видно, что экспериментально наблюдается квадратичный рост мощности второй гармоники. Максимальная полученная мощность при внутрирезонаторном удвоении составила ≈ 370 мВт при мощности диодной накачки 20 Вт. Во внерезонаторной схеме при той же мощности диодной накачки мощность второй гармоники составила ≈ 130 мВт. То есть помещение кристалла внутрь резонатора увеличило эффективность примерно в 3 раза.

Относительно небольшое увеличение мощности второй гармоники связано с внутрирезонаторными потерями, растущими с увеличением мощности накачки. Для определения характера этих потерь были проведены измерения мощности за плотной брэгговской решёткой. Отношение мощности за плотной ВБР к внутрирезонаторной мощности определяет эффективное пропускание плотной брэгговской решётки. После проведения измерений была получена зависимость коэффициента пропускания решётки от мощности диодной накачки (см. рис. 48). Как и предполагалось, внутрирезонаторные потери растут с увеличением мощности диодной накачки. В нашем случае потери выросли с $\sim 1\%$ вблизи порога

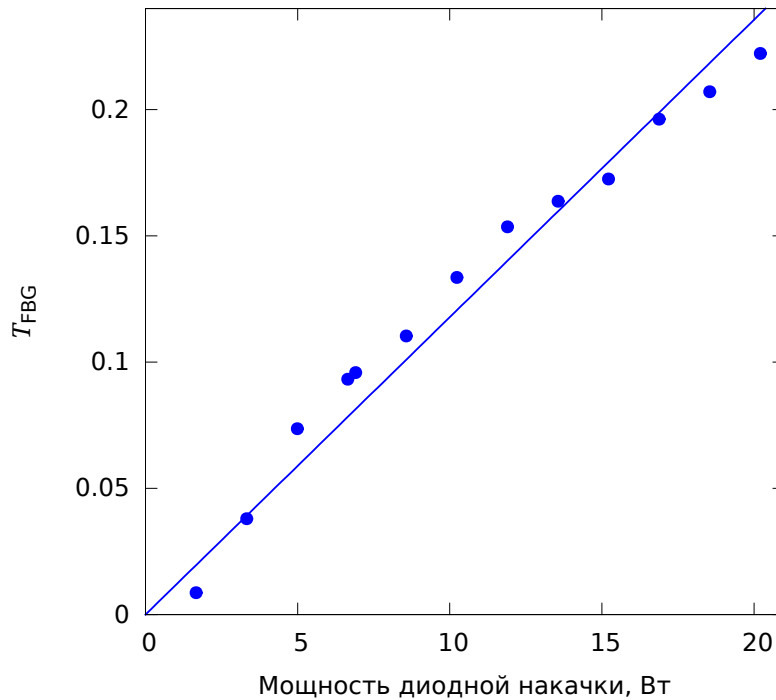


Рис. 48. Пропускание брэгговской решётки на длине волны 1085 нм в зависимости от мощности диодной накачки (точки – экспериментальные данные; прямая – линейная аппроксимация).

до $\sim 23\%$ при мощности накачки 20 Вт. Потери связаны с тем, что при увеличении мощности генерации лазера генерируемый спектр уширяется. Уширение приводит к тому, что спектр генерации лазера становится шире спектра отражения плотной ВБР. Тем самым увеличивается пропускание решетки и уменьшается добротность резонатора.

Аналогичные эксперименты проводились вблизи длины волны 1030 нм. Генерация ИВЛ на этой длине волны с многомодовой накачкой в оболочку возможна при использовании коротких активных световодов. Сокращение длины активной среды с 8 до 3 метров привело к уменьшению спектральных потерь вследствие меньшего уширения спектра. С ростом мощности многомодовой накачки до ~ 19 Вт пропускание ВБР выросло только до $\approx 4\%$. Это позволило добиться большего увеличения ГВГ с 67 мВт во внрезонаторной однопроходной схеме до 400 мВт при внутррезонаторном удвоении частоты (см. рис. 49). Из сравнения рисунков 47 и 49 видно, что при внрезонаторной ГВГ мощность на основной частоте была почти в два раза меньше при использовании более короткого световода. Данный факт связан с неполным поглощением диодной на-

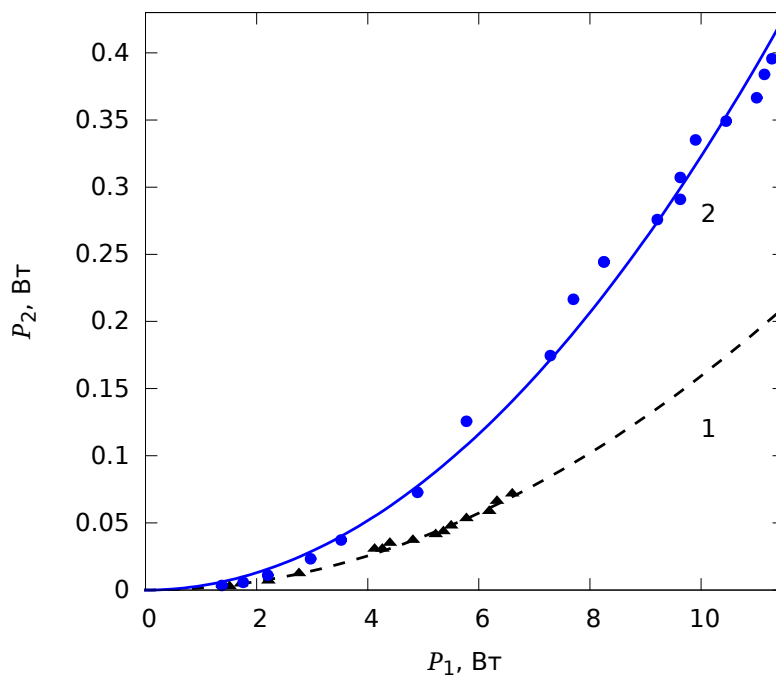


Рис. 49. Зависимость мощности второй гармоники от мощности основного излучения при ГВГ с длиной волны 515 нм во внерезонаторной (1) и внутрирезонаторной (2) схемах (точки – экспериментальные данные, линии – квадратичная аппроксимация).

качки. При внутрирезонаторной ГВГ различие сократилось из-за меньшей интегральной нелинейности и меньших спектральных потерь с более коротким световодом. Максимальная мощность второй гармоники осталась одинаковой (~ 400 мВт), благодаря большей длине кристалла и оптимальной фокусировке в кристалл при генерации излучения 515 нм.

Стоит отметить, что оптимальная фокусировка может привести к деградации кристалла КТР. В работе [214] использовались кристаллы длиной до 30 мм с некритическим синхронизмом в области 1080 нм и импульсная накачка со средней мощностью до 27 Вт. Обнаружено, что при ваттных уровнях средней мощности ГВГ происходит разрушение кристалла. В экспериментах наблюдалась самофокусировка в кристалле КТР и деградация качества пучка второй гармоники. Показано, что в кристалле длиной 30 мм при уровне средней мощности ГВГ 0,1 Вт пучок второй гармоники имеет гауссов профиль, а при уровне 3,3 Вт наблюдается ярко выраженный провал в центре. Порог деградации кристалла растёт при увеличении диаметра пучка и сокращении длины кристалла. Авторы цитируемой работы [214] отмечали относительно большое линей-

ное поглощение второй гармоники, ведущее в формированию тепловой линзы, в использованных кристаллах. Проведённые нами исследования показывают, что при длине кристалла 10 мм и радиусе пучка в перетяжке 30 мкм лазеры с внутррезонаторным удвоением в кристалле КТР могут работать на уровне выходной мощности сотен милливольт без деградации качества выходного пучка ($M^2 \leq 1,1$) на протяжении тысячи часов.

Генерация второй гармоники происходит за два прохода через нелинейный кристалл. При этом на эффективность преобразования оказывают влияние также фазовые эффекты, которые наглядно проявляются при перестройке частоты генерации. Сравнение экспериментальных данных по удвоению частоты генерации ИВЛ во внрезонаторной и внутррезонаторной схемах показывает, что при перестройке частоты ИВЛ мощность второй гармоники во втором случае изменяется неплавным образом (см. рис. 50). Причина появления данных эффектов связана с наличием внутри резонатора оптических элементов со значительной дисперсией, в которых происходит сдвиг фазы между второй гармоникой и основным излучением. Подобные эффекты также описывались ранее в других схемах ГВГ (см., напр., [215, 216]).

Для качественного описания фазовых эффектов в резонаторе волоконного лазера можно рассмотреть схемы ГВГ в двух последовательных кристаллах, между которыми расположен фазосдвигающий элемент. В разделе 3.1 рассматривался вопрос ГВГ излучения с гауссовым профилем пучка в отсутствии сноса. Для двух последовательно стоящих кристаллов можно воспользоваться общим выражением для роста амплитуды поля второй гармоники (3.6). Процесс ГВГ чувствителен к фазам взаимодействующих волн. На входе в первый кристалл амплитуда второй гармоники нулевая и её фаза становится автоматически оптимальной для процесса ГВГ. Во втором кристалле фаза второй гармоники может отличаться от той, которая возникает при нулевой входной амплитуде. Учёт наличия сдвига фаз Φ для волны второй гармоники и симметричной схемы фокусировки в кристаллы приводит к следующему выраже-

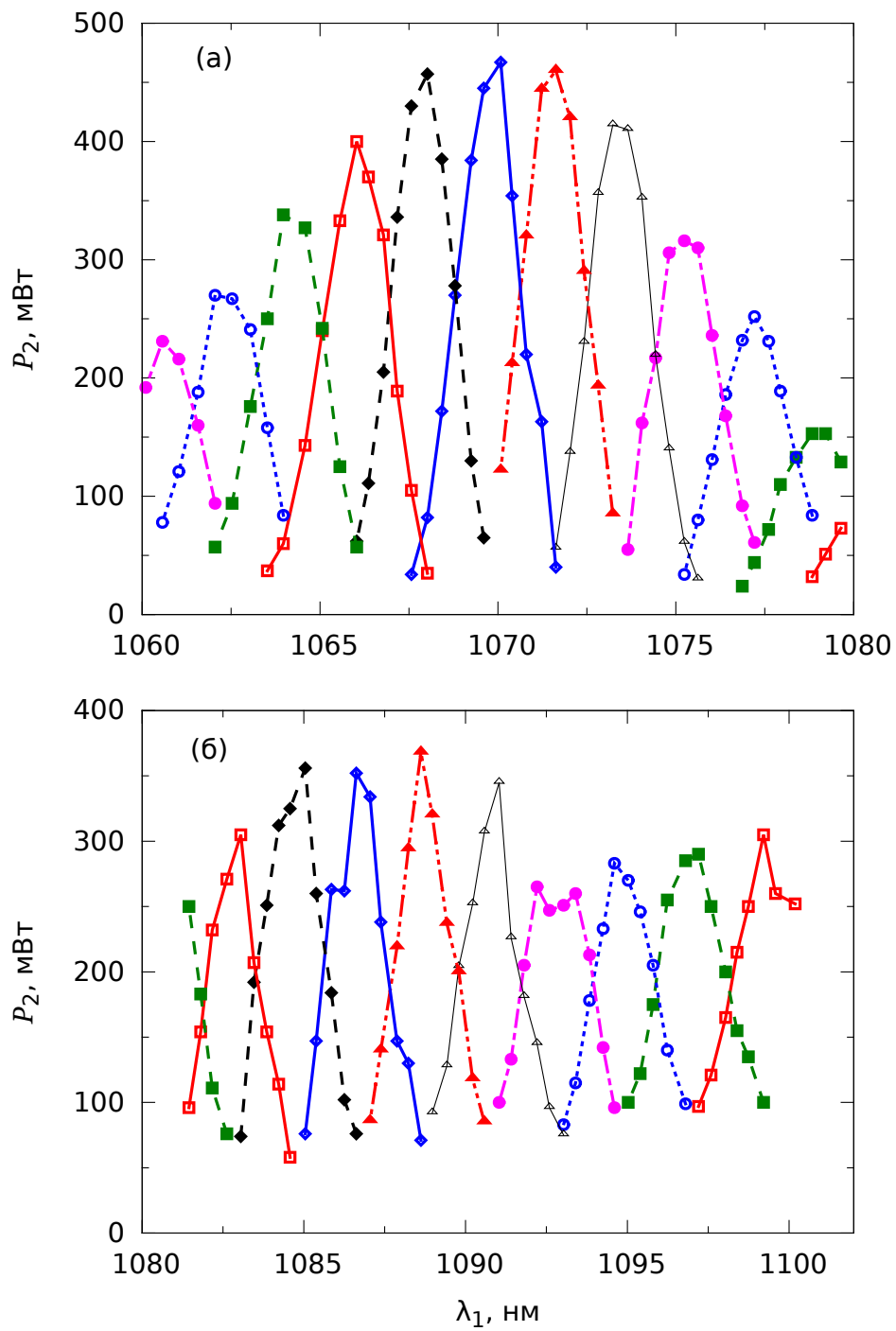


Рис. 50. Зависимости мощности второй гармоники от длины волны при внутриврезонаторном удвоении частоты для кристаллов в плоскостях XY (а) и XZ (б).

нию для мощности второй гармоники:

$$P_2 \propto \left| \int_0^{l_c} \left[\frac{e^{i\Delta kz'}}{1 - i2\frac{z' - z_0}{b}} dz' + e^{i\Phi + i\Delta kl_c} \frac{e^{i\Delta kz'}}{1 - i2\frac{z' - (l_c - z_0)}{b}} \right] dz' \right|^2, \quad (3.26)$$

где l_c — длина кристалла, Δk — волновая отстройка, z_0 — положение перетяжки пучка в кристалле, b — конфокальный параметр. В случае плоских волн (когда конфокальный параметр $b \rightarrow \infty$) данный интеграл сводится к виду

$$P_2 \propto 4 \cos^2 \left(\frac{\Phi + \Delta kl_c}{2} \right) \left(\frac{\sin(\Delta kl_c/2)}{\Delta kl_c/2} \right)^2.$$

Видно, что в отличие от внерезонаторной схемы здесь присутствует дополнительный множитель, включающий в себя относительную фазу Φ . Подобный результат наблюдался ранее (см., напр., [215]), а в работе [216] эффект сдвига фазы использовался для определения дисперсии показателя преломления плазмы.

Как и в хорошо известном случае оптимизации генерации второй гармоники для гауссова пучка во внерезонаторной схеме, описанной в работе [193], в нашем случае оптимум достигается при фокусировке в центр кристалла $z_0 = l_c/2$ для конфокального параметра $b = l_c/2,84$. На рисунке 51 приведены расчетные кривые синхронизма для двухпроходной схемы с различными фазами, полученные путем численного решения интеграла (3.26). Видно, что существует оптимальная фаза, при которой достигается максимальная мощность второй гармоники (рис. 51в).

Чтобы получить максимальную мощность видимого излучения, внутри резонатора между кристаллом и линзой отражателя был внесен дополнительный оптический элемент, позволяющий изменять фазу (на рис. 46 между кристаллом КТР и линзой L_3). После каждого изменения длины волны с помощью этого элемента оптимизировалась фаза для получения максимальной мощности 2-й гармоники. На рисунке 52 приведены две экспериментальные кривые синхронизма для скомпенсированной и нескомпенсированной фазы. Кривые получены следующим образом: на определенной длине волны кристалл настраивался по углу синхронизма, потом изменялась фаза Φ для получения максимальной (кривая 1) и

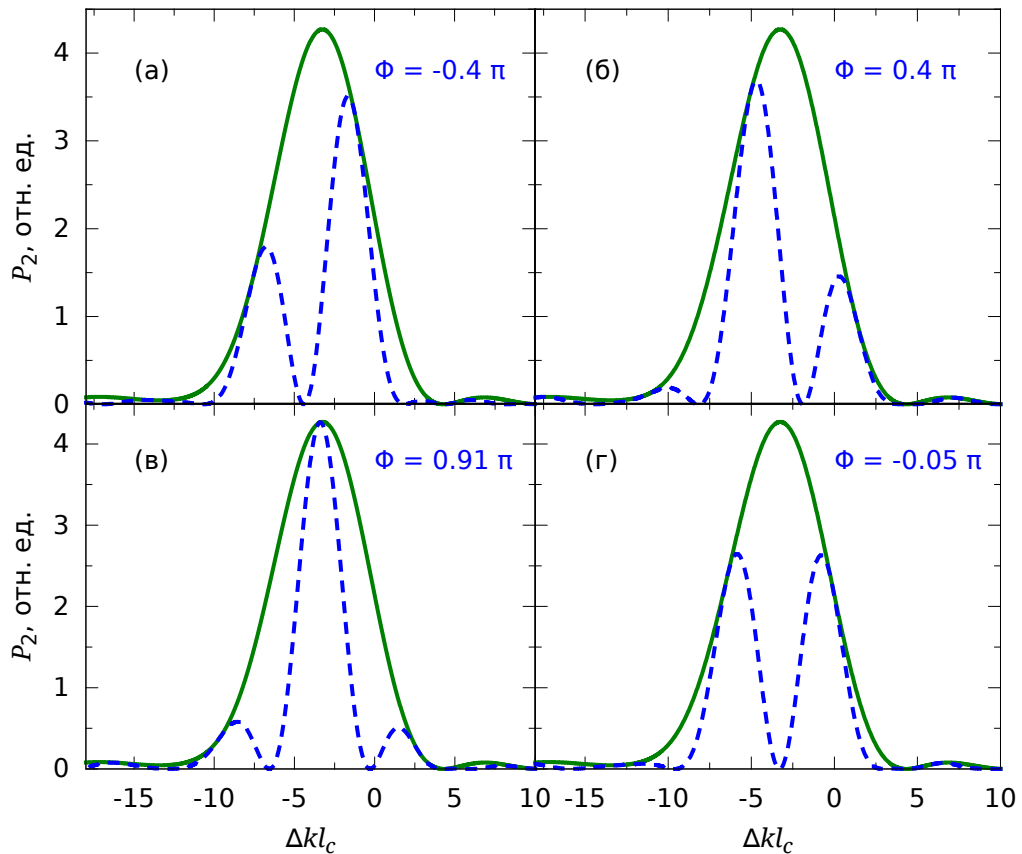


Рис. 51. Кривая синхронизма, рассчитанная согласно выражению (3.26) для различного сдвига фаз Φ . Сплошной линией показаны результаты вычисления кривой синхронизма для однопроходной схемы, увеличенные в 4 раза.

минимальной (кривая 2) мощностей второй гармоники. Затем при изменении длины волны отражения брэгговской решетки измерялась зависимость мощности второй гармоники от длины волны. Настройка для кривой 1 проводилась на $\lambda = 535,04$ нм, а для кривой 2 – на $\lambda = 535,16$ нм, поэтому кривые смещены относительно друг друга. Видно, что для любой длины волны генерации можно добиться компенсации фазы и тем самым получить максимальную эффективность преобразования.

Таким способом за счет компенсации фазы была получена относительно плавная зависимость мощности второй гармоники от длины волны, которая схожа с зависимостью, полученной при удвоении частоты во внерезонаторной схеме для кристаллов в плоскости XZ (рис. 53) и XU (рис. 54).

Таким образом, в экспериментах выявлено, что основным фактором, влияющим на снижение добротности резонатора, является уширение спек-

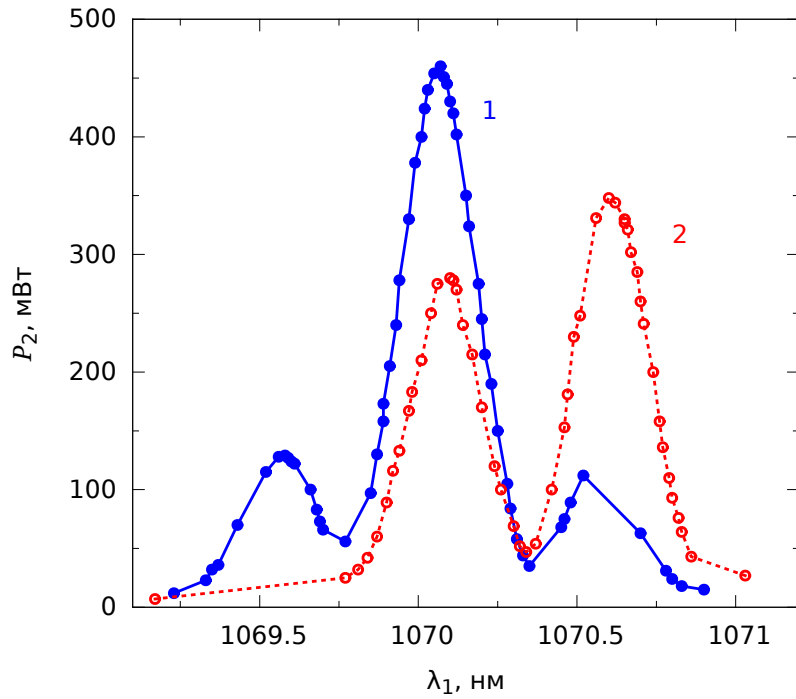


Рис. 52. Измеренные кривые синхронизма при внутрирезонаторной ГВГ в двухпроходной схеме для скомпенсированной (1) и некомпенсированной (2) разности фаз.

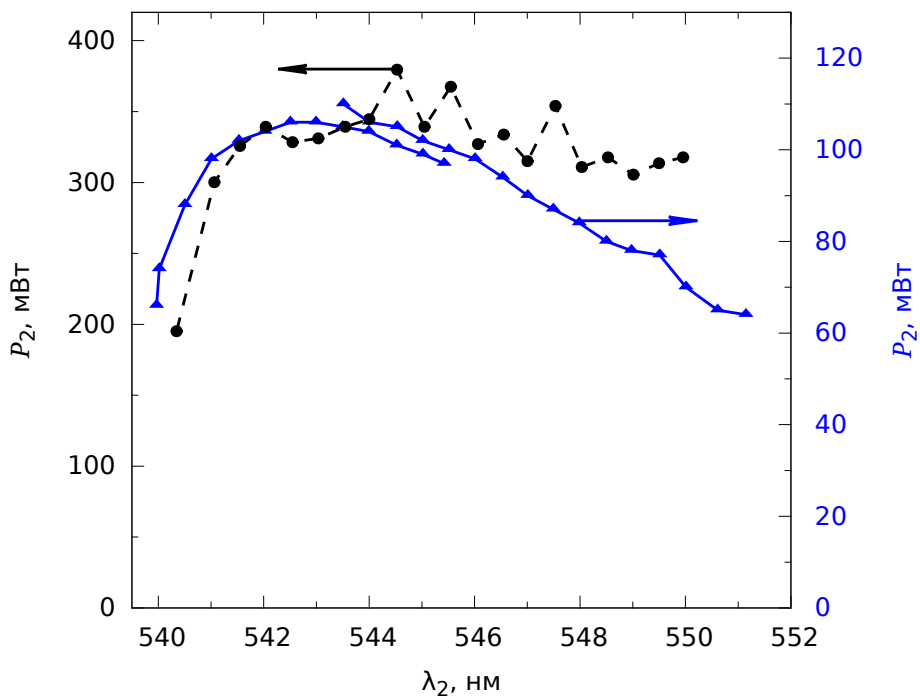


Рис. 53. Перестроечные кривые при внутрирезонаторном удвоении частоты (●) и удвоении во внерезонаторной схеме (▲) для кристалла, оптимизированного на длину волны 1090 нм в плоскости XZ.

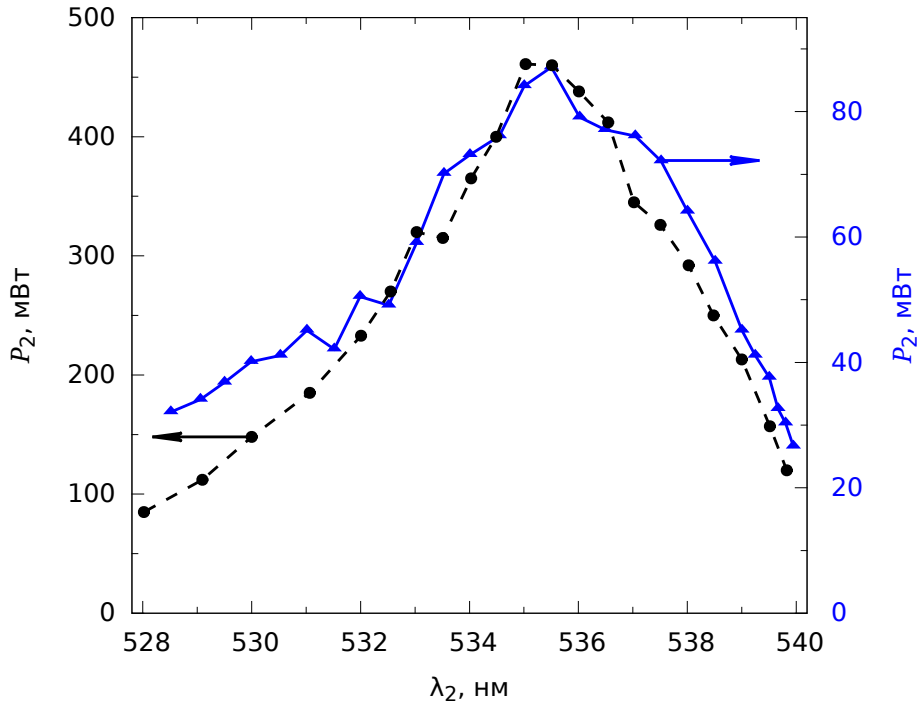


Рис. 54. Перестроечные кривые при внутрирезонаторном удвоении частоты (●) и удвоении во внерезонаторной схеме (▲) для кристалла, оптимизированного на длину волны 1070 нм в плоскости XU .

тра генерации волоконного лазера. При внутрирезонаторном удвоении частоты в кристалле с синхронизмом в плоскости XU мощность второй гармоники в максимуме перестроечной кривой увеличилась в 5 раз по сравнению с внерезонаторной схемой (с 90 до 450 мВт). Для кристалла с синхронизмом в плоскости XZ мощность увеличилась в 3,7 раза (со ~ 100 до 370 мВт согласно рис.53). Отличие в коэффициенте увеличения связано с бóльшим уширением спектра генерации ИВЛ во втором случае, поскольку использовавшееся активный световод был длиннее, чем в первом случае, соответственно нелинейные эффекты сильнее сказывались на уширении спектра генерации ИВЛ. Ещё бóльший коэффициент увеличения (с 67 до 400 мВт) получен для длины волны 515 нм при использовании более короткого активного световода. При перестройке частоты генерации ИВЛ с генерацией второй гармоники во внутрирезонаторной схеме проявляются фазовые эффекты, влияющие на выходную мощность видимого излучения. Внесением дополнительного дисперсионного элемента внутрь резонатора удастся скомпенсировать дисперсию и получить плавную перестройку, схожую с генерацией второй гармо-

ники во внерезонаторной схеме. Получены диапазоны перестройки при внутриврезонаторном удвоении 528–540 нм и 540–550 нм для кристаллов с синхронизмом в плоскостях XU и XZ , соответственно.

Также хотелось бы отметить последние достижения по внутриврезонаторному удвоению частоты волоконных лазеров, которые были получены после публикации наших работ [86, 89]. В работах [217, 218] предложен еще один метод эффективного удвоения частоты генерации волоконного лазера. Излучение лазера заводится в четырехзеркальный резонатор, куда помещен нелинейный кристалл. Прошедшее через резонатор излучение отражается обратно в световод лазера с помощью зеркала с высоким коэффициентом отражения, стоящего за резонатором, создавая тем самым обратную связь. Эта связь позволяет волоконному лазеру генерировать только на собственных модах четырехзеркального резонатора, благодаря чему основное излучение накапливается в резонаторе, что приводит к увеличению эффективности удвоения частоты. В такой схеме получена мощность 2-й гармоники 19 Вт при мощности поглощенной многомодовой накачки 90 Вт. Данный метод в принципе позволяет осуществить перестройку частоты в достаточно широком диапазоне. Но недостатком этой схемы является сложность ее конструкции: в качестве селектора частоты волоконного лазера вместо волоконной брэгговской решетки используется объемная дифракционная решетка; схема содержит достаточно много объемных оптических элементов, требующих точного согласования и настройки. К тому же в спектре излучения 2-й гармоники имеется несколько пиков, обусловленных селекцией продольных мод.

3.4. ГВГ излучения иттербиевого волоконного лазера в световодах с периодически наведённой нелинейностью

В предыдущих параграфах для ГВГ применялись нелинейные кристаллы, в результате чего получалась гибридная схема лазера, содержащая как волоконные, так и объёмные оптические компоненты. Альтернативное решение состоит в использовании полингованных волоконных световодов [69]: внутри световода создается постоянное электрическое поле, которое нарушает изотропию стекла и приводит к возникновению квадратичной нелинейности $\chi^{(2)}$. Для повышения эффективности ГВГ необходимо выполнение условий квазисинхронизма волновых векторов накачки и второй гармоники, что достигается путем создания световода с периодически наведённой нелинейностью (СПНН). При этом, период структуры и длина СПНН определяют диапазон длин волн накачки, в котором выполняется условие квазисинхронизма (см. параграф 3.1). Возможность эффективной ($\sim 15\%$) генерации гармоники в СПНН продемонстрирована в импульсном режиме [81] в области 1,5 мкм.

В данном параграфе описываются исследования непрерывной генерации гармоники в СПНН. В качестве источника основного излучения использовалось два типа ИВЛ с длинами волн в районе 1030 нм: одночастотный РОС-лазер и многочастотный лазер с кольцевым резонатором мощностью 1 и 4 Вт соответственно. Излучение лазера вводилось в

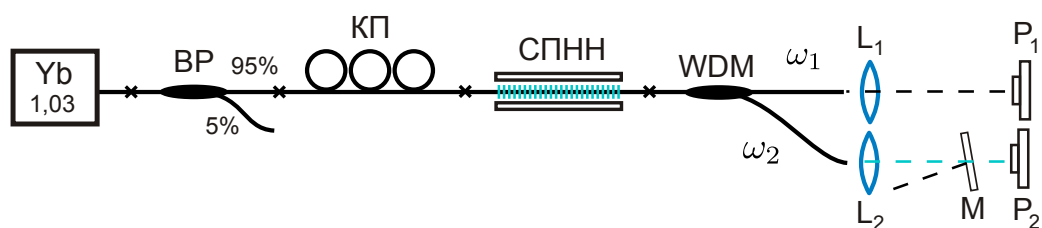


Рис. 55. Схема экспериментальной установки по исследованию ГВГ вне резонатора в световоде с периодически наведённой нелинейностью.

СПНН через волоконный разветвитель (ВР), установленный для контро-

ля мощности (см. рис. 55). Выходным спектрально-селективным разветвителем (WDM) излучение основной и второй гармоники разделялось на компоненты, коллимировалось и поступало на измерители мощности $P_{1,2}$ соответственно. Для исключения влияния излучения основной частоты в канал измерения мощности второй гармоники устанавливались дополнительные фильтры (М). Контроллер поляризации (КП) использовался для дополнительной настройки на максимум мощности второй гармоники. Длина волны генерации РОС-лазера была ограничена сверху значением 1030,7 нм, а длина волны синхронизма используемого СПНН при комнатной температуре превышала 1031 нм. Для уменьшения длины волны синхронизма СПНН длиной ~ 20 см помещался в термостат, поддерживающий температуру около 0°C .

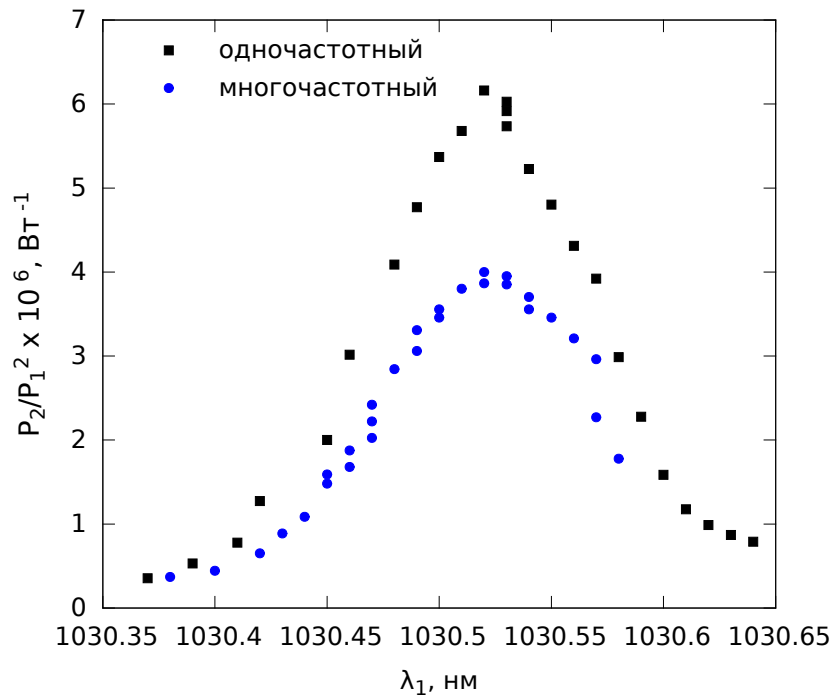


Рис. 56. Коэффициент квадратичной нелинейности P_2/P_1^2 в зависимости от длины волны для одночастотного (квадраты) и многочастотного (кружки) излучения.

Ширина спектра генерации многочастотного лазера не превышала ширины аппаратной функции оптического анализатора спектра (25 нм). Наибольшее абсолютное значение мощности ГВГ достигнуто для многочастотного неполяризованного лазерного излучения, но эффективный коэффициент квадратичной нелинейности для преобразования во вторую гармонику $\gamma_2 = P_2/P_1^2$ был выше для одночастотного поляризован-

ного излучения (рис. 56). Ход полученных кривых практически совпадает после нормировке измеренных значений на максимум. Отметим, что переход к линейной поляризации многочастотного лазера не увеличил эффективность. Сравнение эффективности ГВГ в нелинейных кристаллах для одно- и многочастотного режима проводилось в параграфе 3.2. Отсутствие заметного увеличения эффективности ГВГ в многочастотном режиме может быть связано со значительной длиной СПНН, при которой начинает сказываться дисперсия, уменьшающая эффективность.

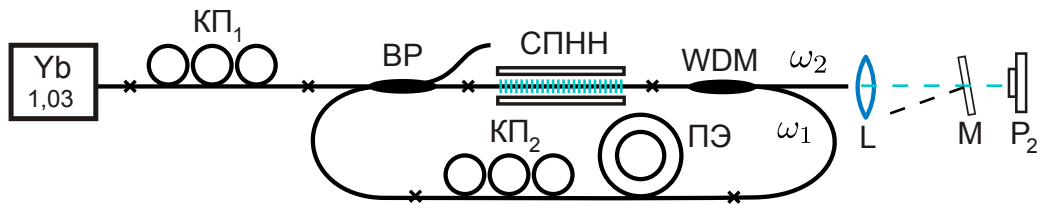


Рис. 57. Схема экспериментальной установки по исследованию ГВГ в СПНН во внешнем резонаторе.

Для повышения эффективности была собрана схема удвоения частоты во внешнем волоконном резонаторе (рис. 57). При этом возникла необходимость согласования как длины внешнего резонатора и длины волны одночастотного лазера, так и поляризации, поскольку в схеме присутствовали компоненты без сохранения поляризации. Для подстройки длины резонатора в схему был добавлен пьезоэлемент (ПЭ). Коэффициент увеличения мощности основного излучения зависит от уровня потерь в резонаторе. Паразитные потери для основной гармоники составляли 3,5 дБ, из которых 3 дБ приходилось на СПНН и 0,5 дБ на остальные оптоволоконные компоненты. Большие потери в использованном образце СПНН позволили увеличить мощность в резонаторе только в ~ 2 раза. Они также определили относительно низкую эффективность ГВГ во вне-резонаторной схеме (рис. 56). Снижение уровня потерь в резонаторе до 0,5 дБ позволит увеличить мощности основного излучения на порядок и достичь милливаттного уровня мощности ГВГ для одноваттной накачки и 100 мВт для 10 Вт накачки при квадратичном масштабировании с ростом накачки. Таким образом, проведённые исследования показали, что наблюдаемая эффективность определяется уровнем потерь в СПНН для основного излучения.

Глава 4

Перестройка и удвоение частоты генерации волоконных ВКР-лазеров

[94, 95, 96, 97, 98, 99]

Известно, что непрерывные ВКР-лазеры стали надёжными мощными волоконными источниками излучения, позволяющими получать генерацию практически на любой длине волны в диапазоне от 1,1 до 1,7 мкм (см., например, [219]). Относительно недавно продемонстрирована генерация на длине волны 2,1 мкм в волоконном световоде на основе германатного (GeO_2) стекла [220]. Кроме того, ВКР-лазеры могут генерировать на нескольких длинах волн одновременно [221], их излучение можно перестраивать в широком диапазоне в полностью волоконном исполнении [222]. Для накачки ВКР-лазеров обычно используют волоконные лазеры на редкоземельных элементах, в частности, описанный в предыдущих главах ИВЛ. Все эти характеристики превращают ВКР-лазеры в полезный инструмент, который находит применения в телекоммуникациях и некоторых других областях, например, для генерации суперконтинуума [223] и в оптической когерентной томографии [224].

Несмотря на значительные успехи в разработке и применении ВКР-лазеров, теоретическое описание спектра их генерации продолжительное

время вызывало затруднения. В работе [138] для описания выходного спектра генерации ВКР-лазера и объяснения уширения с ростом мощности было предложено воспользоваться предположением о неоднородном насыщении линии усиления. Позднее удалось подтвердить однородность насыщения ВКР-усиления, о чём говорилось в параграфе 1.2.2. Следующие два параграфа посвящены вопросам описания спектра генерации и перестройке ВКР-лазера.

4.1. Форма спектра генерации ВКР-лазера

Хорошо известно, что в волоконных лазерах за счет большой длины световода и большой плотности мощности в его сердцевине, существенную роль при формировании спектра генерации играют различные нелинейные эффекты такие как вынужденное рассеяние Манделштама-Бриллюэна (ВРМБ), четырехволновое смешение (ЧВС) и другие. Оценки показывают, что влияние процесса ВРМБ на формирование спектра генерации в ВКР-лазере подавлено из-за существенного уширения и недостаточной плотности мощности стоксовой компоненты [82, 225].

Использованный в параграфе 2.1 подход для описания спектра генерации иттербиевого лазера в данном случае неприменим, поскольку требование малости дисперсии $\phi_D = 4\beta_2\Delta_s^2 l_R \ll 1$ здесь не выполняется. Для описания спектра ВКР-лазера используется подход на основе волнового кинетического уравнения на спектральную плотность мощности [95]. Для вывода¹ кинетического уравнения используется метод усреднения и расщепления корреляционных функций, применявшийся ранее при статистическом описании турбулентности поверхностных, акустических, спиновых и других волн [226].

Решение кинетического уравнения получено для случая, когда обе ВБР, образующие резонатор ВКР-лазера являются высокоотражающими. Для простоты предположим, что их ширины Δ_{FBG} и амплитуды R_0 совпадают. Как и в параграфе 2.1 предположим гауссову форму спектров отражения ВБР $R(\omega) = R_0 \exp\left(-(\omega/\Delta_{FBG})^2\right)$. Схема эксперимента аналогична использованной в экспериментах по измерениям на-

¹Вывод сделан Е.В. Подивиловым

сыщенного ВКР-усиления (рис. 10), исключая компоненты, связанные с пробной антистоксовой волной.

Основным механизмом уширения, как и в случае иттербиевого лазера, является четырёхволновое смешение между различными продольными модами, генерируемого излучения. Однако для описания спектра с помощью кинетического уравнения требуется малость нелинейного взаимодействия мод, которая обеспечивается нарушением условия синхронизма благодаря большому дисперсионному набегу фаз:

$$\gamma P_s l_R \ll 4\beta_2 \Delta_s^2 l_R,$$

где Δ_s — полуширина спектра, а P_s — интегральная по спектру мощность стоксовой волны, l_R — длина световода. В этом случае корреляции между фазами различных мод можно считать слабыми, а упрощённое волновое кинетическое уравнение на усреднённую по времени спектральную плотность мощности стоксовой волны $I_s(\omega)$ принимает вид:

$$\begin{aligned} & [\delta_L(\omega) + 2\alpha_s l_R + \delta_{NL}] I_s(\omega) = \\ & 2g_R l_R \overline{P_p} I_s(\omega) + \frac{\delta_{NL}}{P_s^2} \int I_s(\omega_1) I_s(\omega_2) I_s(\omega_1 + \omega_2 - \omega) d\omega_1 d\omega_2, \end{aligned} \quad (4.1)$$

где функция $\delta_L(\omega) = \delta_L^0 + 2(\omega/\Delta_{FBG})^2$ — описывает спектральную зависимость линейных точечных потерь на сварках и зеркалах в резонаторе, $\delta_L^0 = -2 \ln(R_0) + \delta_L^{sp}$, δ_L^{sp} — суммарные потери на сварках при полном обходе резонатора, α_s — коэффициент линейных потерь для стоксовой волны, g_R — коэффициент ВКР-усиления, $\overline{P_p}$ — усреднённая по длине средняя мощность излучения накачки, определяемая выражением (1.20), а величина δ_{NL} — описывает нелинейные потери в световоде для генерируемой стоксовой волны с частотой ω , связанные с эффектом ЧВС. Для условий эксперимента, когда $2\beta_2 \Delta_{FBG}^2 l_R \approx 4,5$, коэффициент нелинейных потерь имеет следующий вид:

$$\delta_{NL} = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\gamma P_s l_R}{\sqrt{1 + \left(8\beta_2 \overline{\omega_s^2} l_R / 3\delta_{NL}\right)^2}}, \quad (4.2)$$

где $\overline{\omega_s^2} = \int \omega^2 I_s(\omega) d\omega / P_s$ — среднеквадратичная полуширина спектра генерации.

Уравнение (4.1) имеет простой физический смысл. Левая часть описывает потери, а правая — усиление стоксовой волны. Последний член в левой части описывает нелинейные потери энергии для моды с частотой ω , происходящие в результате большого числа процессов ЧВС для всевозможных наборов мод с частотами ω_1 , ω_2 и $\omega_1 + \omega_2 - \omega$. Последний член в правой части описывает обратный процесс, в котором энергия из мод с частотами ω_1 и ω_2 перекачивается в моды с частотами ω и $\omega_1 + \omega_2 - \omega$. Про резонансный процесс ЧВС более подробно рассказывается в главе 5. Рассматриваемое здесь нерезонансное (из-за влияния дисперсии) ЧВС приводит к спектральному уширению. При этом, нелинейные потери по спектру однородны (не зависят от частоты), а нелинейное усиление — неоднородно. Кроме того, интегральное по спектру влияние ЧВС не приводит к изменению суммарной энергии.

Для выбранной гауссовой формы спектра отражения зеркал резонатора решение интегральных уравнений (4.1), (4.2) может быть получено аналитически. Как и в случае иттербиевого лазера спектр, генерируемый внутри резонатора ВКР-лазера, имеет форму гиперболического секанса

$$I_s(\omega) = \frac{P_s}{\pi \Delta_s \operatorname{ch}(\omega/\Delta_s)}, \quad (4.3)$$

где полуширина спектра определяется выражением

$$\Delta_s = \frac{\Delta_{FBG}}{\pi} \sqrt{\delta_{NL}}. \quad (4.4)$$

Вычисляя среднеквадратичную полуширину спектра генерации $\overline{\omega_s^2} = \delta_{NL} \Delta_{FBG}^2 / 4$ и подставляя её в выражение (4.2), находим коэффициент нелинейных потерь

$$\delta_{NL} = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\gamma P_s l_R}{\sqrt{1 + (2\beta_2 \Delta_{FBG}^2 l_R / 3)^2}}. \quad (4.5)$$

Подставляя полученный ответ в выражение (4.4), получаем, что полуширина внутррезонаторного спектра генерации увеличивается корневым образом с ростом мощности генерации:

$$\Delta_s = \frac{\Delta_{FBG}}{\pi} \sqrt{\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\gamma P_s l_R}{\sqrt{1 + (2\beta_2 \Delta_{FBG}^2 l_R / 3)^2}}}. \quad (4.6)$$

Сравнивая спектры генерации иттербиевого и ВКР-лазеров (выражения (2.7) и (4.3) соответственно), приходим к выводу, что их формы совпадают, а закон уширения с ростом мощности изменяется с линейного на корневой (см. выражения (2.10) и (4.6) соответственно).

Представленная теория получила хорошее согласие с результатами экспериментов. В расчётах использовались следующие непосредственно измеренные или взятые из литературы значения: длина световода $l_R = 370$ м, коэффициент нелинейности $\gamma \approx 3 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$, коэффициент ВКР-усиления $g_R \approx 1,3 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$, линейные потери для излучения накачки и стоксовой волны $\alpha_p \approx 2,5 \text{ дБ/км}$ и $\alpha_s \approx 2,5 \text{ дБ/км}$ соответственно (в эти значения также включены потери на сварках), полуширина спектра отражения ВБР $\Delta_{FBG} \approx 0,7 \text{ нм}$. Дисперсионный параметр $2\beta_2 \Delta_{FBG}^2 l_R$, как уже отмечалось, оценивается как 4,5. Сравнение пред-

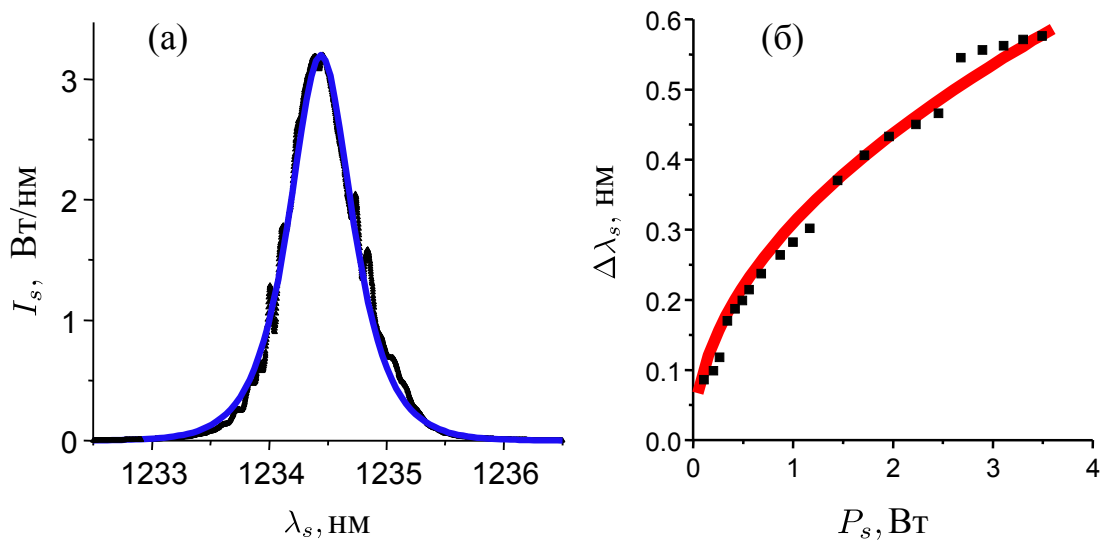


Рис. 58. Внутррезонаторный спектр генерации ВКР-лазера при входной мощности излучения накачки $P_p(0) = 2 \text{ Вт}$ (а), и полная ширина спектра по уровню $1/\text{ch}(1) = 0.648$ в зависимости от мощности стоксовой волны P_s (б). Точками показаны экспериментальные данные, а линиями — зависимости (4.3) и (4.6) для рисунков (а) и (б) соответственно.

ставлено на рисунке 58. Наблюдаемый разброс экспериментальных данных связан с тем, что спектр отражения использовавшихся ВБР имел мелкомасштабную структуру, которая проявлялась как в спектре генерации (рис. 58 а), так и приводила к скачкообразным изменениям его ширины с ростом мощности (рис. 58 б). Несмотря на небольшие отклонения, наблюдается хорошо согласие теории и эксперимента.

Круг применений ВКР-лазеров достаточно широк. Наиболее важным из них является оптическая связь, где они используются и как источники сигнала, и как источники накачки для распределённых ВКР-усилителей. Одно из значительных достижений в этой области связано со свойством однородности распределения интенсивности в плотном резонаторе ВКР-лазера. Это свойство позволяет реализовать постоянное усиление оптического сигнала вдоль световода, используя внутрирезонаторное излучение в качестве вторичной накачки [227]. В случае равного ВКР-усиления и линейных потерь, может быть реализован режим «незатухающего» распространения сигнала. Однако для практических применений данного режима необходимо увеличить длину ВКР-лазера до 100 км и более, что было сделано в работах [96, 113].

Другим интересным моментом является тот факт, что в соответствии с классическими представлениям, увеличение длины резонатора l_R приводит к уменьшению межмодового интервала, $H = c/2l_R n_{\text{eff}}$. При длине резонатора $l_R > 1$ км интервал H становится менее 100 кГц, а количество генерируемых мод при характерной ширине оптического спектра порядка 100 ГГц превышает один миллион. Наличие модовой структуры в излучении лазерного источника удобно наблюдать, регистрируя радиочастотный (РЧ) спектр флуктуаций его выходной мощности. В работе [228] показано, что нелинейные процессы ведут к линейному росту ширины резонансов межмодовых биений $\Delta_{RF} \propto \gamma c P_s$ и замыванию модовой структуры в РЧ спектре с увеличением генерируемой мощности P_s . Данный факт приводит к необходимости регистрации РЧ спектра биений при малых мощностях, поскольку межмодовый интервал уменьшается с увеличением длины резонатора.

В качестве примера приведём результаты экспериментов по генерации ВКР-лазера в области минимума потерь 1,55 мкм в телекоммуникационном световоде SMF-28 длиной 165 км [113]. Измерения РЧ спектра подтвердили наличие продольных мод (см. рис. 59 а). Наблюдаемое межмодовое расстояние $\approx 0,6$ кГц близко к теоретическому значению $c/2l_R n_{\text{eff}}$. Оптический спектр (рис. 59 б) вблизи порога генерации определяется спектром отражения ВБР, формирующих резонатор. С ростом мощности линия генерации уширяется, приобретая в логарифмическом

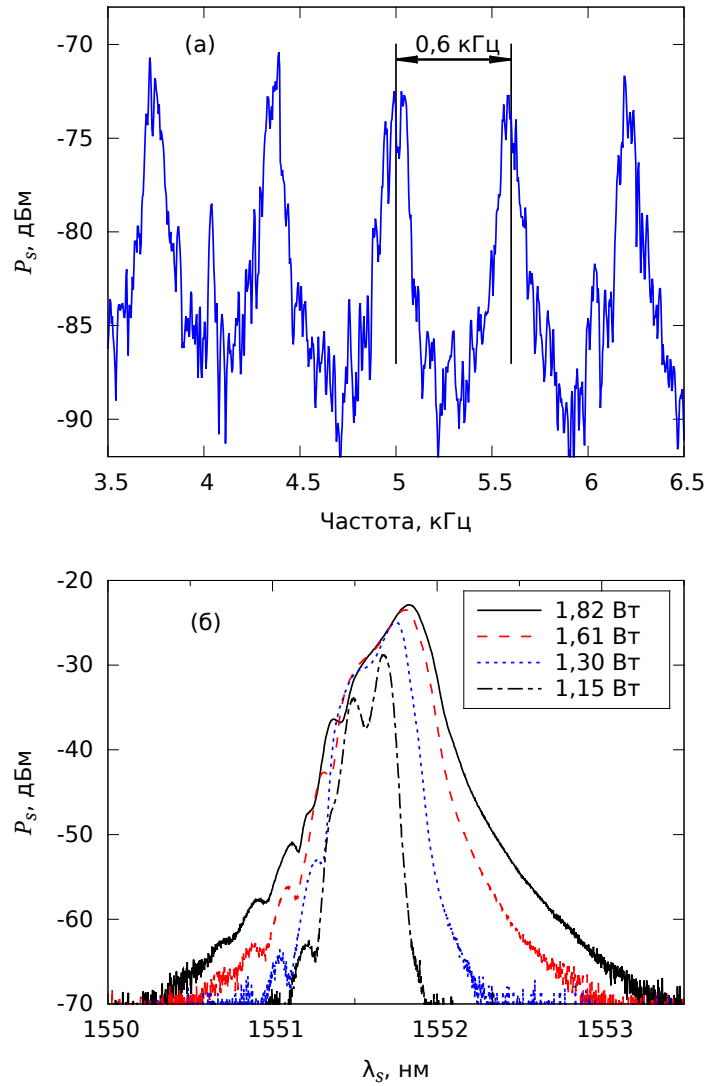


Рис. 59. РЧ (а) и оптический (б) внутрирезонаторные спектры генерации ВКР-лазера длиной 165 км. На нижнем рисунке в легенде указа полная мощность накачки P_p , заводимая с двух сторон резонатора.

масштабе характерную треугольную форму, соответствующую экспоненциальному затуханию на крыльях, как и для короткого резонатора (см. выражение (4.3)).

Следует отметить, что даже в минимуме потерь световода при прохождении таких расстояний сигнал затухает в две тысячи раз. Предположение о постоянстве излучения стоксовой волны в этом случае нарушается. Основным источником потерь является рэлеевское рассеяние на неоднородностях световода, возникающих в процессе его изготовления. При этом малая часть рассеянного излучения идёт по световоду в обратном направлении. Эта часть усиливается и может оказать значи-

тельное влияние на генерируемое ВКР-излучение. При длине световода 165 км данный эффект хорошо проявляется. Представленные на рис. 59 результаты соответствуют стандартному для телекоммуникаций случаю одновременной накачки ВКР-лазера с двух сторон резонатора. Если накачку осуществлять с одной стороны, как это было в случае короткого лазера, то ВКР-генерация начинается сначала в импульсном режиме, а затем при относительно большой мощности переходит в непрерывный. При этом межмодовых биений в РЧ-спектре не наблюдается. При накачке с одной стороны сигнал отражённый от дальней ВБР оказывается слабее, чем рассеянный от неоднородностей световода. В этом случае лазер работает в рэлеевском режиме со случайно распределённой обратной связью [229].

Следующим шагом была сделана попытка увеличить длину резонатора ВКР-лазера более 200 км. Оказалось, что при накачке с двух сторон резонатора порог генерации в классическом режиме достигается и в этом случае. В радиочастотном спектре наблюдаются межмодовые биения с интервалом $H = c/2l_R n_{\text{eff}}$, который уменьшается до 0,38 кГц для максимальной длины $l_R = 270$ км [96].

4.2. Перестройка частоты генерации ВКР-лазера

Известно, что ВКР-лазеры привлекательны возможностью получения генерации практически на любой длине волны в ближнем ИК диапазоне (см., например, [4]), которая может быть перестраиваемой. Эта уникальная особенность обеспечивает наличие многих приложений для ВКР-лазеров, большая часть которых связана с телекоммуникациями. Для создания перестраиваемых ВКР-лазеров применяются различные подходы. Широкий диапазон перестройки более 110 нм с изменением длины волны от 1100 до 1213 нм был продемонстрирован при использовании двух линейных вспомогательных резонаторов, образованных ВБР и дифракционной решётки в качестве перестраиваемого элемента [230]. Тем не менее эффективность такого лазера была очень низкая из-за при-

менения объёмных элементов. Генерировалось всего 50 мВт излучения из 7 Вт накачки. Большей эффективностью $\sim 16\%$ и выходной мощностью до 700 мВт обладала версия похожего ВКР-лазера в полностью волоконной конфигурации, в котором получена почти непрерывная перестройка в области 120 нм [231]. Однако схема лазера была относительно сложной, включающей в себя 4 ВБР с большой областью перестройки для селекции частоты и 4 ВБР с малой – для формирования двух вспомогательных резонаторов. Наиболее простая схема была реализована с кольцевым резонатором при использовании перестраиваемого пропускающего фильтра в качестве селектирующего элемента. Таким образом были реализованы схемы с областью перестройки 40 нм вблизи $\lambda \sim 1,3$ мкм [232] и 76 нм вблизи $\lambda \sim 1,5$ мкм с выходной мощностью 400 мВт [222].

Несмотря на продемонстрированные успехи все предложенные схемы обладали существенными недостатками для создания перестраиваемых источников с удвоением частоты излучения. Их мощность была относительно мала и заметно изменялась с длиной волны. Поскольку мощность второй гармоники квадратично зависит от мощности основной, то эти изменения будут увеличены при ГВГ. В связи с этим до проведения удвоения частоты требовалось создать перестраиваемый ВКР-лазер с высокой выходной мощностью, узким спектром, большой областью перестройки и малыми изменениями мощности во всём спектральном диапазоне. В данном параграфе описываются экспериментальные результаты по созданию полностью волоконного высокоэффективного ВКР-лазера с областью перестройки более 50 нм вблизи $\lambda_s \approx 1,3$ мкм.

При проектировании простого перестраиваемого ВКР-лазера с высокой эффективностью преобразования излучения из области 1,1 в 1,3 мкм требуется учесть несколько ключевых моментов. Прежде всего, желательно уменьшить количество каскадов преобразования, поскольку каждый каскад требует наличия отдельного резонатора с перестраиваемыми ВБР. Для этого удобно использовать фосфосиликатный световод, в котором наряду с обычным пиком ВКР-усиления со стоксовым сдвигом частоты ≈ 13 ТГц, наблюдаемым в германосиликатных световодах, присутствует относительно узкий пик с большим сдвигом частоты ≈ 40 ТГц [134]. Такое преобразование излучения ИВЛ в однокаскадном

ВКР-лазере было продемонстрировано в работе [233] для фиксированной длины волны в области 1,3 мкм. Узость пика ВКР-усиления ($\sim 1,5$ ТГц) подразумевает, что для исключения вариации выходной мощности требуется использовать синхронную перестройку длин волн излучения накачки и ВКР-генерации. Кроме того, необходимо реализовать простую и надёжную схему перестройки резонаторов ИВЛ и ВКР-лазера в широком спектральном диапазоне.

Схема перестраиваемого лазера накачки была приведена в параграфе 2.3 (см. рис. 33 б). Линейный резонатор образован парой синхронно перестраиваемых ВБР, заклеенных на общую пластину (см. рис. 32 б и в). Изгиб пластины в двух направлениях позволял как сжимать, так и растягивать ВБР (ПВБР). Активной средой служил иттербиевый световод с многоэлементной первичной оболочкой длиной 25 м. В несжатом состоянии ПВБР центры спектров отражения находились в области ~ 1110 нм. Коэффициенты отражения входной и выходной ПВБР составляли 90 и $\sim 15\%$ соответственно. Мощность генерации достигала 7 Вт из 15 Вт многомодовой накачки с длиной волны 980 нм. Мощность генерации перестраиваемого ИВЛ оставалась практически постоянной в диапазоне от 1075–1110 нм.

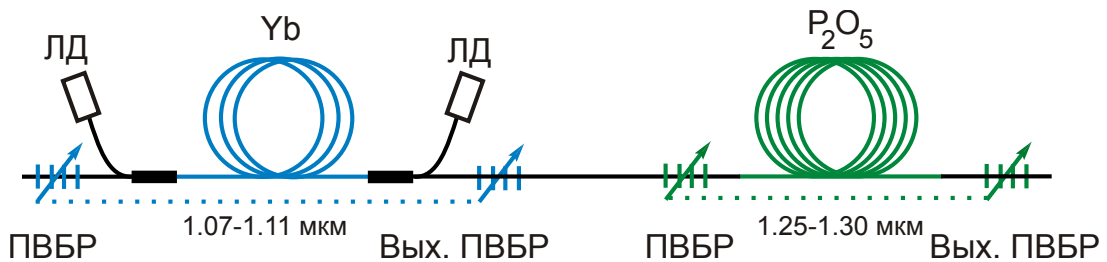


Рис. 60. Схема экспериментальной установки перестраиваемого ВКР-лазера.

Схема полностью волоконного ВКР-лазера с большой областью перестройки представлена на рис. 60. Резонатор ВКР-лазера сформирован парой синхронно перестраиваемых ВБР и 370 метрами фосфосиликатного световода с 13 мол% содержанием P_2O_5 в сердцевине, диаметром модового пятна 6,3 мкм для длины волны 1060 нм. Коэффициенты отражения входной и выходной ПВБР составляли 98 и $\sim 30\%$ соответственно. В свободном состоянии центры спектров отражения обеих ПВБР находились в районе 1300 нм.

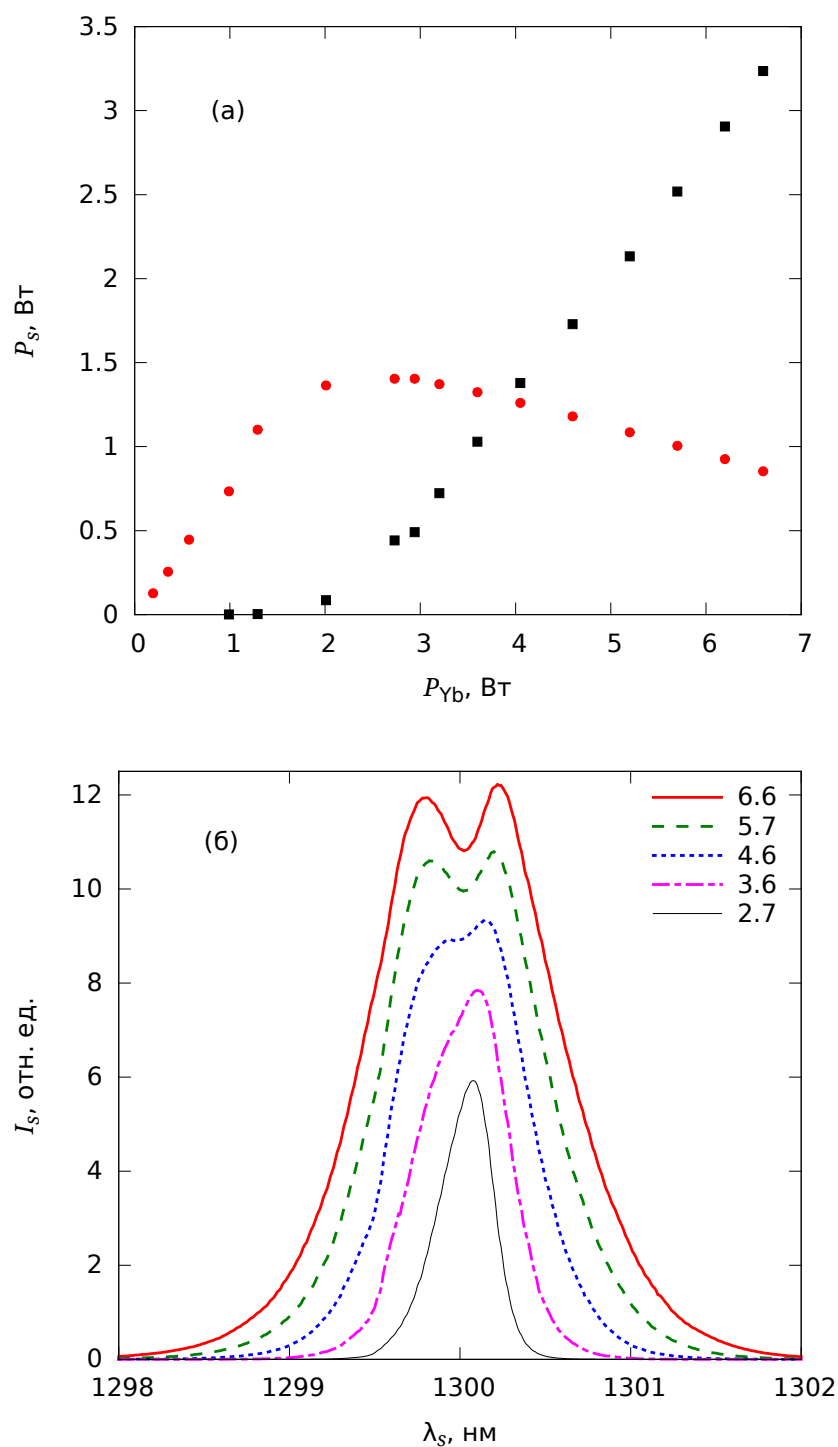


Рис. 61. Выходные характеристики ВКР-лазера при фиксированной длине волны накачки (~ 1109 нм): (а) прошедшая мощность накачки (кружки) и мощность генерации стоксовой компоненты (квадраты); (б) выходной спектр генерации стоксовой волны для мощностей накачки 2,7, 3,6, 4,6, 5,7 и 6,6 Вт.

Выходной пучок ВКР-лазера коллимировался линзой. Далее стоксова компонента отделялось от излучения накачки при помощи призмы. При мощности накачки 2 Вт достигался порог генерация стоксовой волны. Мощность генерации линейно увеличивалась с ростом накачки (см. рис. 61 а). В то же время мощность проходящей накачки насыщалась вблизи порога, а затем начинала уменьшаться с ростом мощности стоксовой волны в результате истощения в процессе ВКР-генерации (см., например, [139, 234]). Максимальная мощность ВКР-генерации, достигавшая 3,2 Вт, была ограничена доступной мощностью накачки. Полученное значение дифференциальной эффективности преобразования накачки в стоксову волну 72% близко к квантовому пределу 85%.

Измеренные на выходе ВКР-лазера спектры представлены на рис. 61 б. Заметная часть энергии содержится в широких экспоненциально спадающих крыльях линии, что негативно сказывается на эффективность удвоения частоты такого излучения [51]. Кроме того, уширение спектра с ростом мощности также нежелательно. Наблюдаемое уширение связано с вырожденными процессами ЧВС, включающими в себя огромное количество продольных мод стоксовой волны и приводящими к турбулентному механизму уширения и экспоненциальной форме спектральных крыльев. В противоположность колоколообразному внутрирезонаторному профилю выходной спектр имеет провал в центре (рис. 61 б), который является комбинацией профиля пропускания выходной ВБР и внутрирезонаторного спектра [138].

Синхронно сжимая и растягивая ВБР, формирующие резонаторы ИВЛ и ВКР-лазера, получена плавная перестройка ВКР-излучения в области более 50 нм (см. рис. 62 а). Положение максимума ВКР-усиления линейно зависит от длины волны лазера накачки. Выходная мощность ВКР-лазера изменяется менее чем на 1% в области 1275–1303 нм и менее чем на 10% в области 1258–1303 нм (см. рис. 62 б). Реализация перестройки ВКР-лазера в широком спектральном диапазоне потребовала синхронной подстройки длины волны лазера накачки. Кружками на рисунке 62 б показано изменение выходной мощности при перестройке длины волны ВКР-генерации и фиксированной длине волны лазера накачки. В этом случае выходная мощность копирует контур ВКР-усиления и

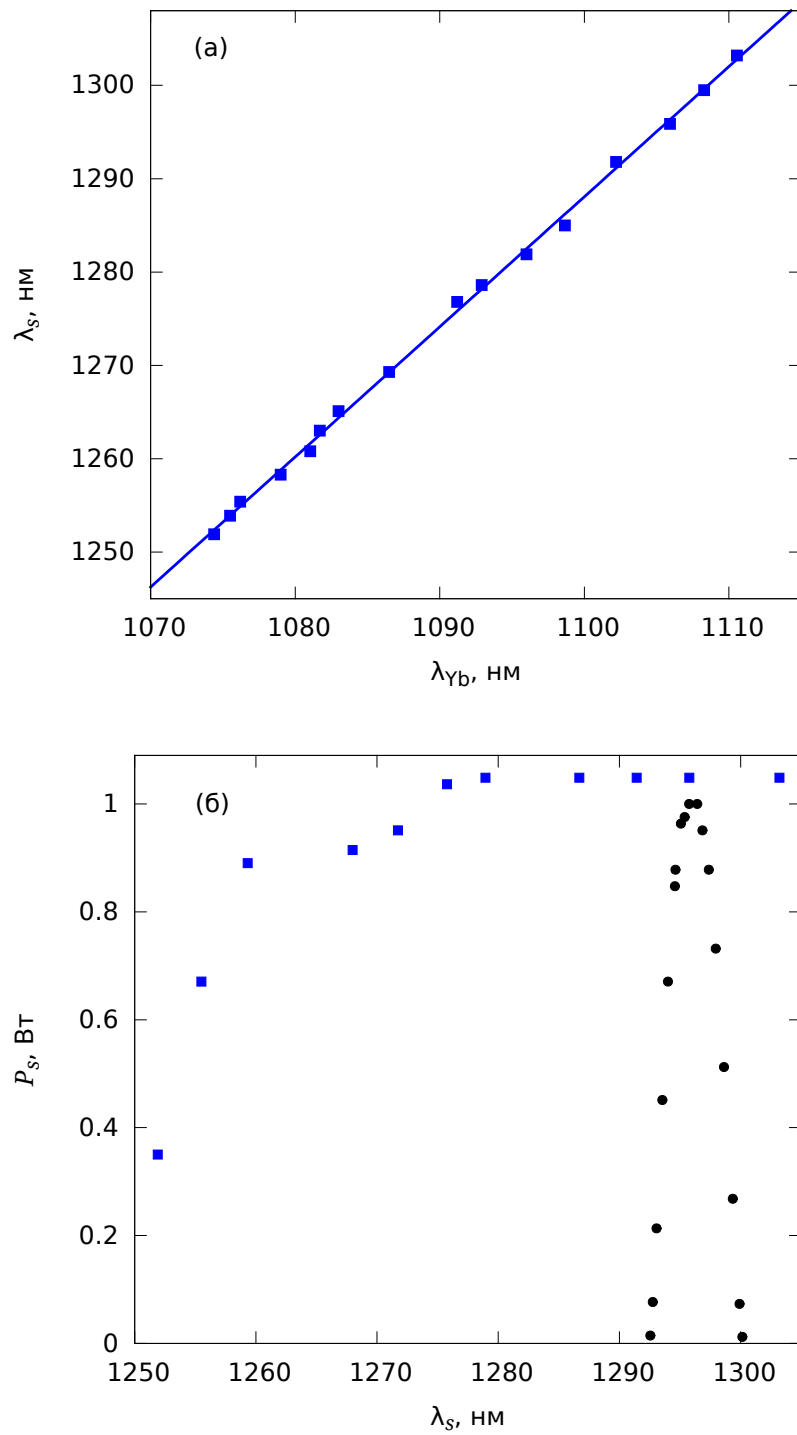


Рис. 62. Длина волны генерации ВКР-лазера как функция длины волны лазера накачки (а) и выходная мощность ВКР-лазера в зависимости от длины волны при 3,6 Вт мощности лазера накачки (б). Квадратами и кружками показаны случаи одновременной перестройки ВБР обоих лазеров и фиксированной длины волны лазера накачки соответственно.

сильно изменяется с длиной волны. Такая независимая перестройка даёт диапазон ~ 8 нм и 1–2 нм при дополнительном условии поддержания постоянства выходной мощности.

Недостатки предыдущих вариантов перестройки ВКР-лазеров были преодолены при синхронной перестройке двух пар ВБР. При дальнейшей перестройке ВБР до 1250 нм наблюдалось уменьшение мощности генерации. Мы проверили, что данное уменьшение связано с рассогласованием положений максимумов спектров отражения ВБР, заклеенных на общую основу, из-за появления неоднородностей напряжений при большой степени сжатия изгибной пластины. Использование двух независимых механизмов для перестройки входной и выходной ВБР ВКР-лазера позволило подтвердить данное предположение. Рисунок 63 а показывает уменьшение мощности генерации ВКР-лазера в зависимости от величины сдвига максимумов спектров ВБР формирующих резонатор. Область допустимых расстроек (~ 1 нм) определяется шириной спектра высокоотражающей ВБР.

Ранее отмечалось, что спектр генерации зависит от профиля спектра потерь в резонаторе. Рассогласование положения максимумов отражения ВБР влияет не только на выходную мощность, но и на спектр генерации. Типичные выходные спектры генерации ВКР-лазера для некоторых отстроек показана на рисунке 63 б. Когда положение центров спектров отражения ВБР совпадает, выходной спектр генерации широкий, а мощность генерации высокая. При большой величине расстроек спектр сужается, но и мощность мала. В то же время можно найти промежуточные отстройки, при которых спектр значительно сужается (штриховая линия для отстройки -0,27 нм на рис. 63 б), а мощность уменьшается менее чем на 20%. При этом спектральная плотность мощности становится на 30% выше по сравнению со случаем нулевого рассогласования ВБР. Данное увеличение важно для нелинейного преобразования частоты.

Вопросы удвоения частоты генерации ВКР-лазера будут подробно обсуждаться в следующем параграфе диссертации. В заключение отметим, что в работе удалось продемонстрировать ВКР-лазер с область перестройки более 50 нм с выходной мощностью до 3,2 Вт. Дифференциальная эффективность достигла 72%. При перестройке в области 1258–

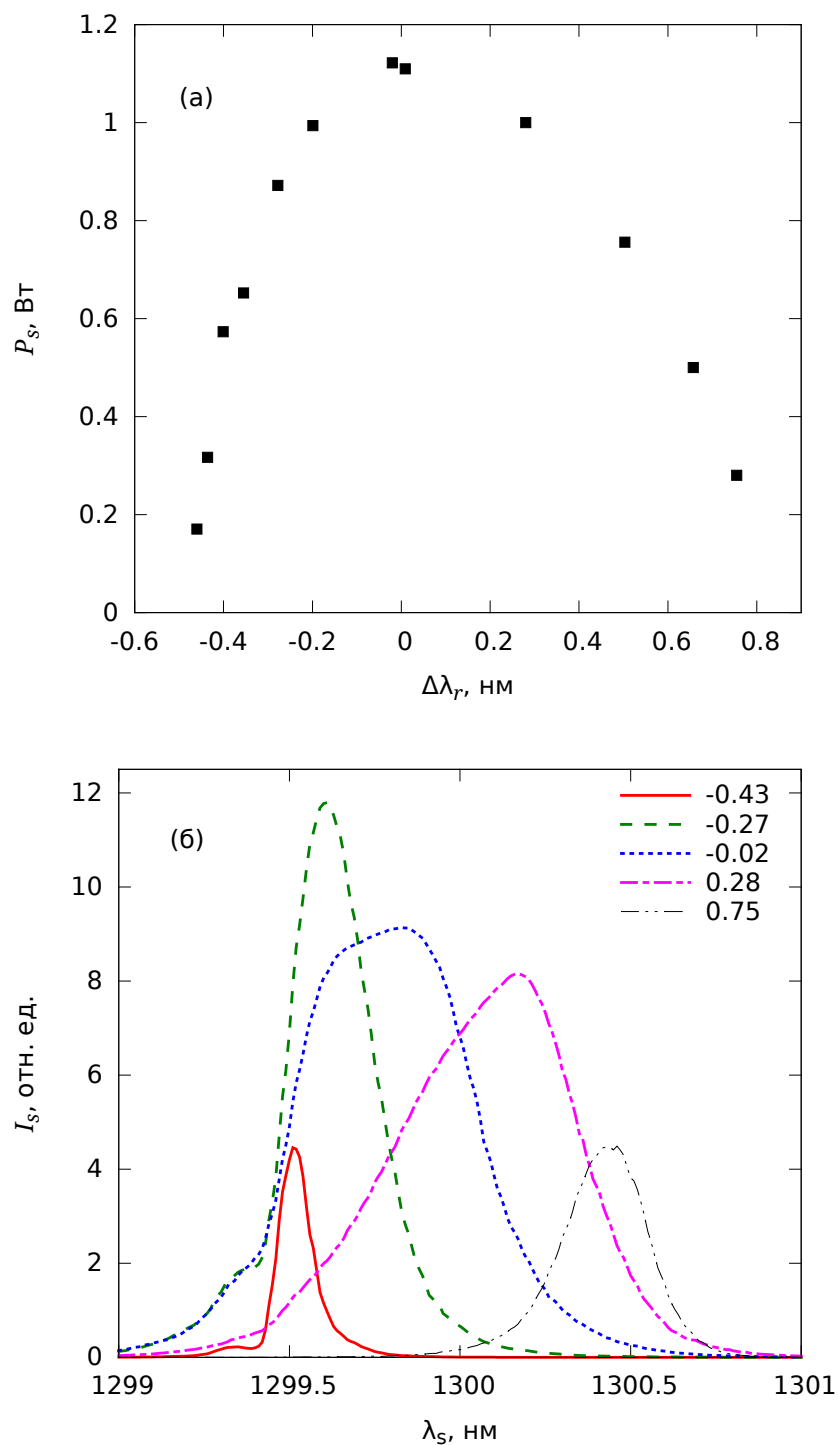


Рис. 63. Выходная мощность (а) и выходные спектры генерации ВКР-лазера (б) в зависимости от сдвигки максимумов отражения формирующих резонатор ВБР. В легенде указана величина сдвигки в нанометрах. Мощность лазера накачки составляла 3,6 Вт.

1303 нм изменение выходной мощности не превышало 10%. При дальнейшем уменьшении длины волны мощность начинала уменьшаться из-за рассогласования заклеенных на общую основу ВБР, образующих резонатор ВКР-лазера, из-за возникновения неоднородности напряжений при большой степени сжатия материала основы.

4.3. Удвоение частоты генерации

ВКР-лазера в кристалле с регулярной доменной структурой MgO:ppLN

Одним из направлений развития и расширения области применений ВКР-лазеров является генерация видимого излучения за счёт ГВГ. В работе [235] был предложен источник с генерацией в жёлтой области спектра с применением волоконных лазеров. Первый эксперимент был сделан в работе [65]. Нелинейный LBO кристалл помещался в резонатор волоконного ВКР-лазера для увеличения эффективности ГВГ. Тем не менее только ~ 10 мВт генерации гармоники было получено в этой схеме из-за низкой эффективности преобразования для неполяризованного излучения с широким спектром на основной частоте. Значительное продвижение было сделано в работе [51], где получено 3 Вт мощности ГВГ в коротком РДС-кристалле ниобата лития, легированном оксидом магния, MgO:ppLN на длине волны 589 нм из 23 Вт линейно поляризованного излучения ВКР-лазера с узкой линией генерации.

Перестраиваемые в красной области спектра источники важны для биомедицинских приложений. Излучение с перестройкой в диапазоне 627,5–634,5 нм получено в работе [236] путём суммирования генерируемых волоконным лазером частот в кристалле ppLN. При этом излучение накачки с длинами волн 1,06 и 1,55 мкм одновременно генерировалось в активном световоде, легированном эрбием и иттербием. Полученная выходная мощность 0,14 мВт ограничивалась мощностью доступной диодной накачки 0,5 Вт. Значительные успехи по созданию источников в красном диапазоне достигнуты и со стандартными твердотельными и

диодными лазерами. До 2,5 Вт мощности получено в работе [237] при суммировании частоты во внешнем резонаторе излучения накачки Nd:YAG лазера и волны генерируемой за счёт параметрической генерации в гибридном кристалле ppLN, имеющем двухпериодную структуру. В первом участке кристалла генерировались волны 1540 и 3450 нм, а в следующем происходило суммирование волн 1064 и 1540 нм. Несмотря на высокую полученную мощность, схема источника довольно сложна, а диапазон эффективной генерации ограничен 2–3 нанометрами. В работе [238] получено до 3,38 Вт мощности ГВГ на длине волны 671 нм при внутрирезонаторном удвоении частоты Nd:YVO₄ лазера в кристалле LiB₃O₅.

Хром-форстеритовые лазеры также обладают довольно широким диапазоном перестройки. Например, в работе [239] продемонстрирована перестройка в области 590–670 нм при ГВГ в кристалле ppLN, помещённом во внешнем резонаторе. Величина выходной мощности была ограничена 45 мВт в максимуме перестроечной кривой. Диодные лазеры хорошо известны своей генерацией в красной области спектра. Они обеспечивают ваттный уровень мощности вблизи длин волн 633, 650, 675, 685 нм с возможностью перестройки порядка 10 нм (см., например, [240]), но относительно плохое качество пучка является их основным недостатком. В сравнении с рассмотренными вариантами волоконные ВКР-лазеры обладают большим потенциалом благодаря большой мощности, высокому качеству пучка и широкой области перестройки (> 50 нм) в полностью волоконном исполнении за счёт сжатия ВБР.

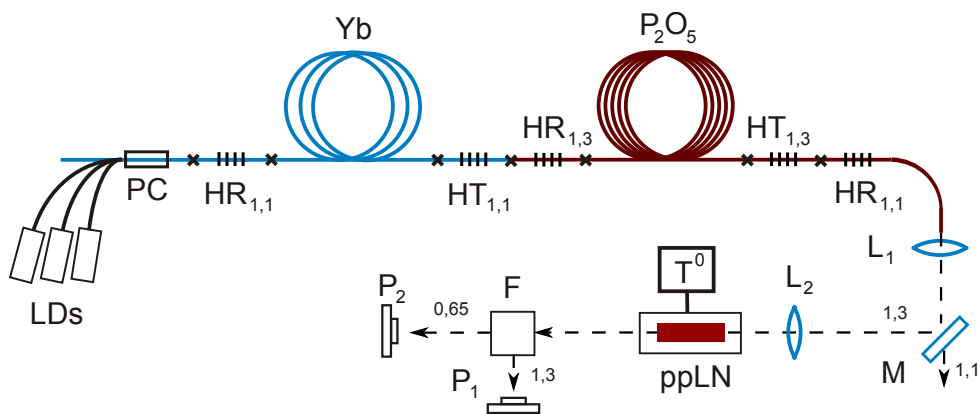


Рис. 64. Схема экспериментальной установки.

В данном параграфе рассмотрен непрерывный лазерный источник красного излучения, основанный на ГВГ излучения фосфосиликатного

ВКР-лазера с генерацией в области 1,31 мкм. Экспериментальная установка показана на рисунке 64. Здесь также использовалась линейная полностью волоконная схема фосфосиликатного ВКР-лазера с накачкой ИВЛ (см., например, [219, 241]). ИВЛ (Yb) накачивается тремя лазерными диодами (LDs) и генерирует до 13,8 Вт излучения на длине волны 1115 нм. Резонатор лазера образуют ВБР с большим коэффициентом отражения ($HR_{1,1}$) и высоким коэффициентом пропускания ($HT_{1,1}$) для длины волны 1,11 мкм. Резонатор ВКР-лазера (P_2O_5) на длине волны 1,31 мкм образован ВБР $HR_{1,3}$ и $HT_{1,3}$ с коэффициентами отражения 99 и 23% соответственно, помещёнными по концам фосфосиликатного световода длиной 350 м. Световод произведён в НЦВО РАН (Москва) и имеет высокий коэффициент ВКР-усиления $6,5 \text{ дБ} \cdot \text{км}^{-1} \text{Вт}^{-1}$, потери порядка 1,1 дБ/км и диаметр модового пятна – 5,9 мкм для длины волны 1,31 мкм. Большой сдвиг стоксовой компоненты ($\sim 40 \text{ ТГц}$), связанный с фосфором, обеспечивает преобразование длины волны с 1,11 в 1,31 мкм за одно преобразование. Дополнительная ВБР $HR_{1,1}$ (высоко отражающая для 1,11 мкм) установлена на выходе ВКР-лазера для обеспечения двухпроходной схемы накачки (см., например, [241]).

Выходная мощность ВКР-лазера P_1 растёт практически линейно с мощностью ИВЛ P_{Yb} с превышением порогового значения 1,25 Вт (см. рис. 65 а). При максимальной мощности накачки ВКР-лазер генерирует более 7 Вт с эффективностью $P_1/P_{Yb} \sim 50\%$. Из рис. 65 б видно, что выходной спектр существенно уширяется с ростом мощности и его ширина значительно превышает ширину синхронизма нелинейного кристалла, $\sim 0,6 \text{ нм}$, (штриховая линия рис. 65 б) при относительно низкой мощности ВКР-лазера, $P_1 \sim 2 \text{ Вт}$. Таким образом, малая ширина ($\sim 0,2 \text{ нм}$) выходной ВБР ($HT_{1,3}$), использованной для управления спектром ВКР-лазера, в данном случае не обеспечила достаточную малость ширины спектра генерации. Спектры отражения обеих ВБР, образующих резонатор ВКР-лазера ($HR_{1,3}$ и $HT_{1,3}$), показаны на рисунке 66 вместе со спектрами генерации основной и второй гармоники (рис. 66 а, б и в соответственно), измеренными для нескольких уровней мощности ВКР-лазера. Ширина выходного спектра ВКР-лазера (см. рис. 66 б) на малых мощностях (около порога) сравнима с шириной спектра ИВЛ ($\sim 0,02 \text{ нм}$),

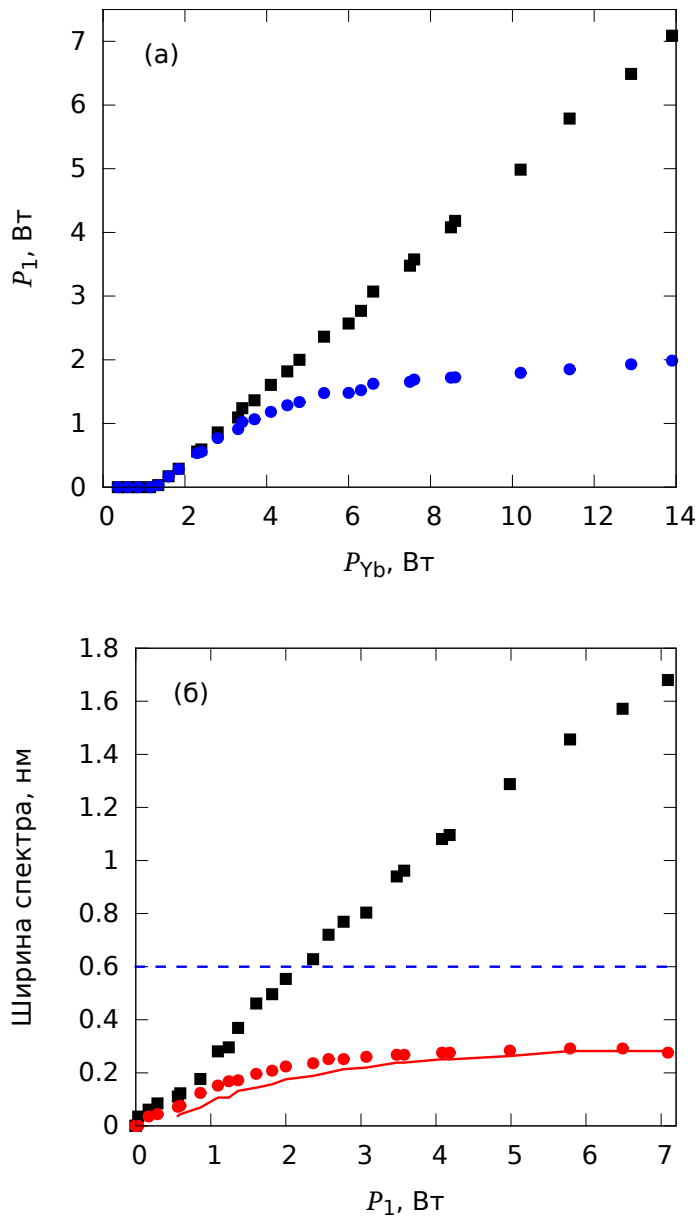


Рис. 65. (а) Мощность генерации ВКР-лазера в зависимости от мощности ИВЛ: квадратами и кружками обозначена полная мощность и часть мощности, находящаяся внутри полосы синхронизма ГВГ кристалла ppLN соответственно. (б) Полная ширина на полувысоте спектра ВКР-лазера (квадраты) и ГВГ (кружки) вместе с результатами расчётов для ширины ГВГ по формулам (4.10), (3.25) (сплошная линия). Штриховой линией показана ширина синхронизма кристалла ppLN для излучения ВКР-лазера.

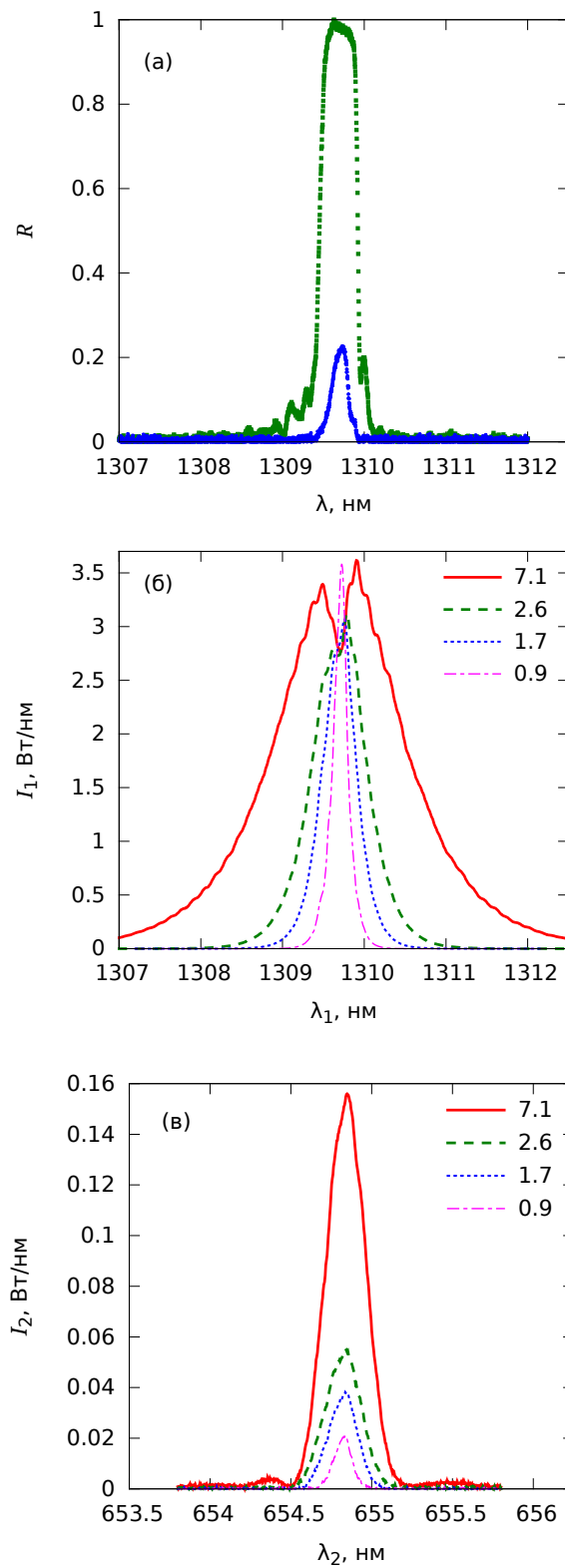


Рис. 66. (а) Спектры отражения ВБР, образующих резонатор ВКР-лазера. Спектры генерации ВКР-лазера (б) и второй гармоники (в). В легенде указана выходная мощность ВКР-лазера в ваттах.

а при мощности $P_1 > 1$ Вт начинает превышать ширину выходной ВБР $HT_{1,3}$ ($\sim 0,2$ нм). На больших мощностях спектр генерации ВКР-лазера значительно превышает ширину плотной ВБР $HR_{1,3}$ ($\sim 0,5$ нм) и обретает характерные экспоненциальные крылья. При этом в центре спектра формируется провал, соответствующий форме выходной ВБР $HT_{1,3}$.

Как показано в параграфе 4.1, механизм спектрального уширения ВКР-лазера связан с многочисленными процессами четырёх волнового смешения (ЧВС), приводящими к стохастической эволюции амплитуд и фаз огромного числа продольных мод ($\sim 10^6$ в одно километровом резонаторе). Модель уширения спектра была построена для ВКР-лазера с высокочастотным резонатором, образованным ВБР с гауссовой формой спектра отражения. Она хорошо описывает экспоненциальную форму крыльев спектра и корневой рост ширины с мощностью, но не применима напрямую в данном случае из-за низкого коэффициента отражения узкой выходной ВБР. Из рис. 65 б видно, что ширина растёт практически линейно, а плотность мощности насыщается на уровне $3,5$ Вт/нм (см. рис. 66 б), что немаловажно для процесса ГВГ. Аналогичное поведение наблюдалось в ВКР-лазере с широкими и плотными ВБР, имеющими сложную структуру спектра отражения с пиками и провалами, которая переходила в выходной спектр генерации. В экспериментах по ГВГ ВКР-лазера используются значительно более узкие ВБР без значительных дополнительных пиков (см. рис. 66 а), а спектр генерации значительно шире спектра выходной ВБР. Это означает, что два предположения использованной ранее модели нарушаются в данном случае: резонатор лазера не высокочастотный и ширина спектра генерации превышает спектр отражения обеих ВБР. Можно отметить, что численные расчёты, включающие ЧВС процессы для ВКР-лазера с низкочастотным резонатором, выполненные в [242] качественно согласуются с наблюдаемыми результатами.

Важно отметить, что наблюдаемое насыщение спектральной плотности может отрицательно отразиться на эффективности ГВГ. Если вычислить долю мощности генерации, находящуюся внутри спектральной ширины синхронизма нелинейного кристалла, можно обнаружить, что она насыщается на уровне ~ 2 Вт (кружки на рис. 65 а) и может суще-

ственно ограничить эффективность ГВГ.

Эксперимент по удвоению частоты излучения ВКР-лазера проводился вне резонатора в простой и надёжной однопроходной схеме. Для ГВГ был выбран кристалл LiNbO_3 с регулярной доменной структурой (ppLN), легированный 5% MgO, произведённый фирмой HSP Photonics. Длина регулярной структуры была $l_c \approx 8$ мм, а специфицированный период доменов $\Lambda \approx 12,73$ мкм обеспечивал квазисинхронизм для длины волны 1,31 мкм при температуре $T_c \approx 49^\circ\text{C}$. На входную и выходную поверхности кристалла нанесены просветляющие покрытия для основной и удвоенной частоты. Выходящее из ВКР-лазера излучение коллимировалось линзой L_1 (см. рис. 64), фильтровалось при помощи поворотного зеркала M от остаточной накачки ИВЛ и фокусировалось линзой L_2 в нелинейный кристалл $ppLN$, помещённый в термостат. Радиус пучка в перетяжке составил $w_0 = 22$ мкм. В спектре ГВГ, отделяемом фильтром F , наблюдались один основной и несколько характерных боковых пиков малой амплитуды (см. рис. 66 в). Ширина основного пика ГВГ при больших мощностях достигала $\sim 0,3$ нм (см. рис. 65 б) в соответствии с шириной квазисинхронизма. В максимуме мощности излучения ~ 7 Вт ширина спектра ВКР-лазера достигала $\sim 1,6$ нм. Несмотря на возникающее при этом трёхкратное превышение ширины квазисинхронизма, наблюдался линейный рост мощности ГВГ до уровня > 60 мВт (см. рис. 67).

Достигнутые значения эффективности $\sim 1\%$ сравнимы, с вычисленными для одночастотного лазера. Результаты расчётов представлены на рис. 67 штриховой линией и будут обсуждаться далее. Кроме того, при малых мощностях ($P_1 < 2,5$ Вт) наблюдается статистический выигрыш эффективности ГВГ для многочастотного излучения по сравнению с одночастотным. Данный эффект уже рассматривался в параграфе 3.2. Здесь мы вновь возвращаемся к этому вопросу, поскольку теперь ширина спектра излучения на основной частоте может существенно превысить ширину синхронизма, что, в свою очередь, снижает рост эффективности ГВГ при больших мощностях.

Для объяснения наблюдаемых результатов следует принять во внимание процессы суммирования частот. При описании воспользуемся методом, изложенным в [64]. Если спектр основного излучения состоит из

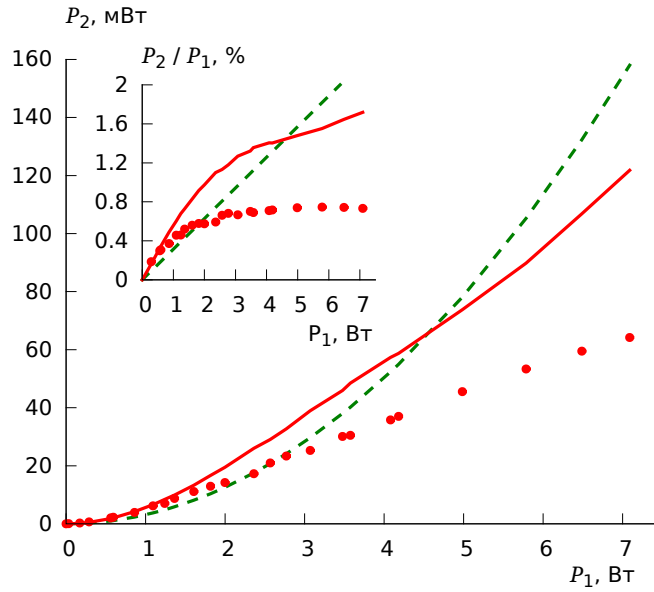


Рис. 67. Экспериментальные данные (точки) и расчётная мощность ГВГ P_2 в зависимости от мощности ВКР-лазера P_1 при одночастотном (пунктир) и многочастотном (сплошная линия) излучении накачки. На вставке приведена соответствующая эффективность ГВГ P_2/P_1 .

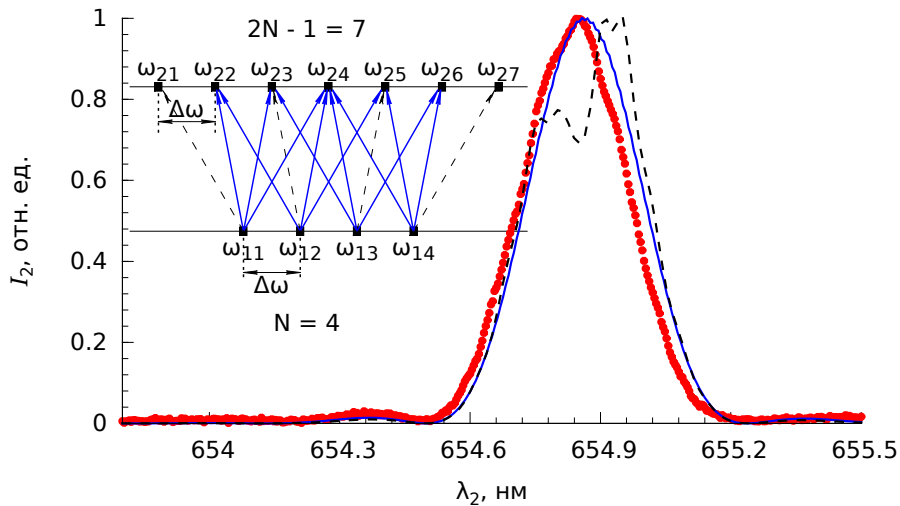


Рис. 68. Спектр ГВГ: экспериментальные данные при мощности ВКР-лазера $P_1 \approx 7,1 \text{ Вт}$ (точки), расчёт по формулам (4.10), (3.25) для прямого удвоения частоты (пунктир) и то же самое, когда учитывается суммирование частот (сплошная линия). На вставке показан пример комбинаций частот при ГВГ для четырёх мод основного излучения ($N = 4$).

N эквидистантных мод с частотами ω_{1j} ($N \sim 10^6$ для ВКР-лазера), то спектр ГВГ будет состоять из $2N - 1$ мод с частотами ω_{2j} . Чётные номера мод генерируются только благодаря суммированию частот, а у нечётных мод есть, в дополнение к этому, вклад прямого удвоения. Вставка к рисунку 68 показывает пример ГВГ многочастотным излучением для $N = 4$. В пренебрежении дисперсией и истощением накачки преобразование полей описывается следующей системой $2N - 1$ уравнений:

$$\frac{\partial A_{2n}}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial A_{2n}}{\partial t} = -i\sigma_2 \left(A_{1m}^2 \xi_n + \sum_{j+q=n+1} \sum_{j \neq q} A_{1j} A_{1q} \right), \quad (4.7)$$

$$m = \frac{(n+1)}{2}, \xi_n = \frac{[(-1)^{n+1} + 1]}{2},$$

где A_{ij} — комплексная амплитуда j -ой спектральной моды i -ой гармоники, u — групповая скорость, σ_2 — коэффициент нелинейности. Первый член в скобках описывает прямое удвоение частоты, а второй — суммирование частот. Из уравнений (4.7) можно найти интенсивность n -ой спектральной компоненты второй гармоники:

$$\begin{aligned} I_{2n} = (\sigma_2 z)^2 & \left[\left(a_{1m}^4 + 2a_{1m}^2 \sum_{j+q=n+1} \sum_{j \neq q} a_{1j} a_{1q} \right. \right. \\ & \times \cos(2\phi_{1m} - \phi_{1j} - \phi_{1q}) \Big) \xi_n + 2 \sum_{j \neq q} \sum_{j \neq q} (a_{1j} a_{1q})^2 \\ & \left. \left. + 2 \sum_{j \neq q \neq p \neq k} \sum_{j \neq q \neq p \neq k} a_{1j} a_{1q} a_{1p} a_{1k} \cos(\phi_{1j} + \phi_{1q} - \phi_{1p} - \phi_{1k}) \right] , \end{aligned} \quad (4.8)$$

где a_{ij} и ϕ_{ij} — вещественные амплитуды и фазы мод, соответственно. Уравнение можно упростить для свободно генерируемых мод, когда все фазы ϕ_{ij} случайны:

$$I_{2n} = (\sigma_2 z)^2 \left[a_{1m}^4 \xi_n + 2 \sum_{j \neq q} \sum_{j \neq q} (a_{1j} a_{1q})^2 \right], \quad (4.9)$$

Уравнения (4.7)–(4.9) выполняются при точном согласовании фаз всех взаимодействующих волн. Можно обобщить эти уравнения на случай

конечной ширины синхронизма:

$$I_{2n} = (\sigma_2 z)^2 \left[a_{1m}^4 \xi_n \text{sinc}^2 (\Delta k_{mm} z / 2) + 2 \sum_{j \neq q} \sum (a_{1j} a_{1q} \text{sinc} (\Delta k_{jq} z / 2))^2 \right], \quad (4.10)$$

где $\Delta k_{jq} = k(\omega_{1j} + \omega_{1q}) - k(\omega_{1j}) - k(\omega_{1q})$ — рассогласование волновых векторов.

Кроме того, следует учесть специфику квазисинхронизма в кристаллах с регулярной доменной структурой. В параграфе 3.1 отмечалось, что переход от обычного синхронизма к квазисинхронизму можно сделать при помощи замены (3.25). Также необходимо принять во внимание гауссов профиль пучка [193], что для одночастотного поляризованного излучения приведёт к преобразованию коэффициента эффективной нелинейности $(2\sigma_2 l_c / \pi)^2$ в выражение (3.14) для полного коэффициента эффективной нелинейности $\gamma_2 = P_2 / P_1^2$. При этом, в случае квазисинхронизма эффективный коэффициент нелинейности имеет вид: $d_{\text{eff}} = 2d_{33} / \pi$. В экспериментах параметр фокусировки Бойда-Клеймана h_I был близок к единице. В этом случае можно оценить коэффициент $\gamma_2 \approx 1,24\% / \text{Вт}$, используя параметры кристалла $d_{33} \approx 27 \text{ пм/В}$, $l_c = 8 \text{ мм}$ и данные для показателя преломления ниобата лития из работы [243].

На основании уравнений (3.14), (4.10) и измеренных спектров генерации ВКР-лазера (см. рис. 66 б) вычислялись ожидаемые спектры ГВГ. Пример расчётов представлен на рис. 68. Для того чтобы уменьшить время вычислений, эффективная величина межмодового расстояния увеличивалась до 0,025 нм. При этом проверялось, что дальнейшее увеличение числа мод не приводит к изменению мощности ГВГ более чем на 1%. Также проверялось, что первый член в выражении (4.10), связанный с прямым удвоением частоты, даёт существенно меньший вклад в амплитуду по сравнению со вторым, связанным с процессами суммирования. Штриховой линией на рисунке 68 показана форма спектра с учётом только первого слагаемого после нормировки на единицу. Видно, что кривая “скопировала” провал из спектра на основной частоте (см. рис. 66 б), который не наблюдается в измеренном спектре ГВГ. При этом расчёты, учитывающие суммирование частот (сплошная линия на рис. 68) обес-

печивают хорошее согласие формы с результатами экспериментов. Рассчитанная ширина спектра ГВГ также хорошо согласуется с измеренной (см. рис. 65 б). Таким образом, процессы суммирования частот вносят основной вклад в мощность при ГВГ многочастотным излучением.

При количественном сравнении вычисленных и измеренных значений мощности принималось во внимание, что для ВКР-лазера с хаотической поляризацией излучения только половина мощности участвует в процессе ГВГ. При расчете рассогласования фаз в условиях квазисинхронизма использовались данные для показателя преломления чистого ниобата лития из работы [243], а в экспериментах использовался кристалл легированный MgO. С этим может быть связано небольшое различие специфицированного ($\Lambda = 12,73$ мкм) и расчётного ($\Lambda = 12,54$ мкм) периодов доменной структуры используемого кристалла. Вычисленные по формуле (4.10) значения мощности ГВГ после суммирования по модам представлены сплошной линией на рисунке 67. При мощностях накачки до 1,5 Вт расчёт согласуется с экспериментом, подтверждая факт, что мощность ГВГ с накачкой многочастотным излучением больше, чем с одночастотным. На больших мощностях заметно значительное отклонение эксперимента от теории, которое может быть связано с более плохим качеством пучка ($M^2 \approx 1,3$), неоднородным нагревом кристалла и индуцированным поглощением излучения второй гармоники (см. работу [53] и цитированную там литературу). Тем не менее, изложенная модель существенно лучше описывает характер измеренной зависимости мощности и эффективности ГВГ по сравнению с моделью справедливой для одночастотного излучения. Ход этих зависимостей показан на рис. 67 сплошной и штриховой линиями соответственно.

Полученные результаты можно объяснить, принимая во внимание стохастический характер генерации мод со случайными амплитудами и фазами в ВКР-лазере. В процессе суммирования мощности N мод, находящихся в пределах квазисинхронизма, имеется N и N^2 членов в первой и второй суммах уравнения (4.10) соответственно. Обе суммы пропорциональны квадрату доли мощности, находящейся в данной моде ВКР-лазера $(P_1/N)^2$. Таким образом, относительный вклад прямого удвоения пропорционален $1/N$ и исчезающе мал при $N \gg 1$. Кроме того, второй

член в уравнениях (4.9) и (4.10), описывающий суммирование частот и оставшийся после перехода от уравнения (4.8) к стохастической генерации с гауссовой статистикой, имеет коэффициент 2. Это и приводит к двукратному статистическому выигрышу при большом числе генерируемых мод.

Теоретически этот эффект обсуждался начиная с классической работы [203] (см. также книгу [64] и цитированную там литературу). Там был выведен коэффициент статистического выигрыша $(2 - 1/N)$, достигающий двойки при большом числе мод $N \gg 1$. Кроме того, вывод формулы (4.10) проводился в работе [244], но там конечная формула выписана для случая равных амплитуд у мод многочастотного излучения. Следует также отметить, что вопросы формирования спектра для некогерентного режима ГВГ рассматривались в книге [204]. Там получен аналог формулы (4.10), в котором отсутствует слагаемое, соответствующее прямому удвоению частоты. Кроме того, функция sinc^2 вынесена из под знака суммы. Последнее связано с тем, что генерация n -ой компоненты спектра второй гармоники I_{2n} , возникает в результате суммирования большого числа пар частот основной гармоники $\omega_{2n} = \omega_{1j} + \omega_{1q}$. При этом рассогласование волновых векторов Δk_{jq} в первом приближении не зависит от разности частот $\omega_{1j} - \omega_{1q}$. Из этого следует, что формула ГВГ принимает вид функции sinc^2 при большой ширине спектра излучения на основной частоте.

Вариации ширины побочных пиков, наблюдаемые в эксперименте, могут быть связаны с наличием дефектов в доменной структуре кристалла. Эффект двукратного статистического выигрыша ГВГ экспериментально подтверждён для ВКР-лазера при малых мощностях. На больших мощностях значительная часть спектра выходит за пределы квазисинхронизма, и дополнительный фактор, пропорциональный отношению числа мод внутри квазисинхронизма к общему числу мод, приводит к уменьшению статистического выигрыша в мощности ГВГ. Линейный рост числа мод с увеличением мощности ВКР-лазера приводит к линейному росту мощности ГВГ.

ГВГ излучения многочастотных волоконных лазеров посвящён ряд экспериментальных исследований [51, 53], но сравнение с теорией в них

не было проведено аккуратно. В работе [51] использовалась модель для одночастотной ГВГ с перерасчётом входной мощности основной частоты на долю, находящуюся в пределах квазисинхронизма. В работе [53] рассматривался спектр генерации иттербиевого лазера, но процесс ГВГ анализировался в терминах мощности, а не в терминах амплитуд и фаз электрических полей мод, тогда как множитель 2 в формуле (4.9) возникает из флуктуаций интенсивности связанных со случайными фазами мод. Таким образом, множитель 2 не мог быть получен в рамках модели, изложенной в [53]. Напомним, что измеренный статистический выигрыш для ИВЛ составил 1,5–1,65 раза, см. параграф 3.2. В работе [209] упоминалось о важности процессов суммирования частот при сравнении экспериментально измеренного полного коэффициента эффективной нелинейности γ_2 с расчётом при изменении ширины линии на основной частоте. К сожалению, авторы не приводят деталей вычислений или ссылок на другие работы, поэтому не ясно, как была проведена теоретическая зависимость коэффициента γ_2 от ширины спектра накачки на рисунке 5 статьи [209]. При этом, можно убедиться, что максимум представленной кривой в два раза выше, чем значение 2,1%/Вт, вычисленное с использованием указанных в статье параметров по классической формуле Бойда-Клейнмана для полного коэффициента эффективной нелинейности ГВГ одночастотного излучения (выражение (3.14)). Кроме того, можно обратить внимание на то, что полученное в эксперименте [209] значение 3,1%/Вт для ГВГ иттербиевого волоконного лазера превышает расчётное для одночастотного излучения и находится в согласии с результатами параграфа 3.2.

Напомним, что первые попытки внутрирезонаторной ГВГ проводились для волоконного ВКР-лазера в работах [65, 66]. Несмотря на малую продемонстрированную мощность (~ 10 мВт), исследования по ГВГ волоконных источников продолжались в связи с потребностью создания искусственного источника излучения за пределами атмосферы путём оптического возбуждения слоя природного натрия на высоте ~ 100 км для учёта влияния атмосферы при наблюдении реальных звёзд [235]. Для этих целей нет необходимости разрабатывать перестраиваемые источники, но требуется получить относительно высокую мощность. Наи-

больших успехов удалось достичь при ГВГ одночастотного излучения во внешнем резонаторе [245]. Фундаментальное излучение генерировалось задающим одночастотным диодным лазером и усиливалось в пассивном одномодовом световоде с применением процесса ВКР. Была продемонстрирована ГВГ во внешнем резонаторе мощностью 14,5 Вт с длиной волны 589 нм. При когерентном объединении излучения трёх волоконных ВКР-усилителей, с использованием общего задающего одночастотного диодного лазера, удалось увеличить мощность ГВГ до 50 Вт [246]. Реализация ВКР-усилителей на компонентах с сохранением поляризации позволила существенным образом улучшить стабильность всей системы [247]. Однако стоит отметить, что схемы когерентного объединения и ГВГ во внешнем резонаторе довольно сложны, а каждый ВКР-усилитель требует накачки на длине волны 1120 нм мощностью более 65 Вт [248]. Параллельно этому разрабатывались иттербиевые [15, 249] и висмутовые [250, 251] источники в области 1178 нм для ГВГ вне резонатора. При этом в работе [250] продемонстрирована мощность второй гармоники 125 мВт при удвоении частоты излучения висмутового волоконного лазера мощностью 6,4 Вт и относительно малой шириной спектра (0,2 нм) в кристалле MgO:ppLN длиной 8 мм.

Таким образом, продемонстрированные в параграфе результаты доказывают, что при ГВГ многочастотного излучения процессы суммирования дают основной вклад в мощность второй гармоники, тогда как вклад процессов прямого удвоения исчезающе мал при большом числе мод. Это облегчает получение эффективной ГВГ для широкополосных волоконных лазерных источников с шириной спектра, превышающей ширину синхронизма кристалла. Представленная модель довольно хорошо описывает измеренные спектры и мощность генерации гармоники ВКР-лазера. Экспериментально продемонстрирована ГВГ мощностью более 60 мВт на длине волны 655 нм с эффективностью порядка 1%. Увеличение эффективности может быть достигнуто при использовании ВКР-лазера с линейной поляризацией излучения, как и в работе [51]. Другим параметром является длина нелинейного кристалла, но проведённые вычисления показывают, что не получается существенно увеличить эффективность из-за уменьшения ширины квазисинхронизма с ростом длины.

При четырёхкратном увеличении длины мощность ГВГ вырастет только на $\sim 13\%$. Увеличение спектральной плотности мощности излучения основной частоты наиболее эффективно, так как позволит сохранить квадратичный рост мощности ГВГ. Увеличение мощности при постоянной спектральной плотности обеспечит только линейный рост мощности ГВГ, что не изменяет эффективность. Интересно отметить, что потенциал перестраиваемых ВКР-лазеров (> 50 нм) может быть использован при ГВГ в линейке кристаллов с изменяющимся периодом доменной структуры. Сочетанием температурной перестройки и изменения периода структуры можно добиться перестройки длины волны синхронизма и ГВГ на 25 нм в красной области спектра.

Глава 5

Параметрическая генерация в световодах с накачкой перестраиваемыми ИВЛ

[100, 101, 102]

5.1. Особенности параметрической генерации в волоконных световодах

В параграфе 3.4 обсуждался вопрос удвоения частоты излучения непосредственно в волоконном световоде. Внутри световода создавалось постоянное электрическое поле для нарушения изотропии стекла и возникновения квадратичной нелинейности $\chi^{(2)}$. Необходимость фазового согласования волн основной и второй гармоник требовала создания периодической структуры нелинейности в световоде, но использование для этого УФ излучения повышает потери. Использование нелинейности третьего порядка $\chi^{(3)}$ открывает альтернативные подходы для генерации новых частот (нас интересует коротковолновая область) непосредственно в световоде. Относительно небольшую величину нелинейности можно компенсировать большей длиной взаимодействия и малой площадью моды

излучения. Согласование фаз взаимодействующих волн можно обеспечить несколькими способами, не прибегая к методу квазисинхронизма. Так в большинстве ранних экспериментов использовалось различие фазовых скоростей поперечных мод в многомодовых световодах (см., например, [70, 71, 252, 253, 254]). Данная методика не получила большого распространения, но исследования в этом направлении продолжают-ся и по сей день. Так в работе [255] рассматривалась возможность получения больших сдвигов частоты и эффективного преобразования излучения сигнальной волны 0,89 мкм в телекоммуникационную область 1,3 мкм при большой степени легирования германием сердцевины. В работе [256] генерировалось зелёное излучение с модой световода LP₀₃ на длине волны 514,4 нм при генерации третьей гармоники и выполнении условий синхронизма с модой накачки LP₀₁. Есть публикации о получении синхронизма с использованием одной определённой моды не очень высокого порядка для всех взаимодействующих волн. Так в работе [257] генерировалось УФ излучение в процессе ЧВС для LP₀₂ мод. Длина волны нулевой дисперсии этой моды короче, чем для основной LP₀₁, поэтому не требуется слишком сильно уменьшать диаметр сердцевины для получения синхронизма при генерации УФ излучения. Это значительно облегчает изготовление качественных световодов.

Обзор работ по ЧВС в световодах был сделан в относительно недавно вышедшей книге [68]. Там отмечается, что анализ спектра параметрического усиления существенно усложняется при взаимодействии мод более высокого порядка, а преимуществ использования ЧВС в многомодовых световодах не слишком много. С этим, скорее всего, связан тот факт, что бóльшая часть проводимых в последнее время исследований посвящена одномодовым световодам. В одномодовых световодах синхронизм можно получить по скалярному типу, когда все волны имеют одну поляризацию, или по векторному типу, если взаимодействующие волны распространяются в разных поляризационных модах. В настоящее время во всех разрабатываемых ВОПГ используется метод скалярного ЧВС, хотя есть немало работ по исследованию векторного ЧВС в однопроходной схеме. Выполнение скалярного согласования фаз обычно обеспечивается вблизи длины волны нулевой дисперсии (ДВНД) λ_0 волоконного

световода, тем самым накладывая ограничения на длину волны излучения накачки λ_p . Можно также отметить, что проектирование и создание микроструктурированных световодов с несколькими длинами волн нулевой дисперсии (ДВНД) позволяет получать синхронизм в относительно широком спектральном диапазоне (см., например, [76, 258]). Известны работы по проектированию микроструктурированных световодов с четырьмя ДВНД для увеличения ширины синхронизма (вплоть до 1200 нм [259]), но в диссертации далее будет рассматриваться параметрическая генерация в одномодовом световоде с одной ДВНД.

5.1.1. Основные уравнения параметрического усиления

Наличие нелинейности третьего порядка $\chi^{(3)}$ приводит не только к возможности генерации третьей гармоники, но и суммирования, а также обмена частот (см., например, [68]). Здесь для простоты ограничимся рассмотрением случая частично вырожденного четырёхволнового смешения, когда при уничтожении двух фотонов с одинаковыми частотами ω_p одновременно происходит рождение двух фотонов с частотами ω_a, ω_s . По аналогии с комбинационным рассеянием стоксовой и антистоксовой волнами называют компоненты с меньшей $\omega_s < \omega_p$ и большей $\omega_a > \omega_p$ частотами соответственно. Из закона сохранения энергии следует, что частотный сдвиг у новых волн одинаков: $\Omega_s = \omega_a - \omega_p = \omega_p - \omega_s$. Схема переходов показана на рис. 69. Она аналогична использованной при измерении насыщенного ВКР-усиления (рис. 9). Основным отличием является то, что только один из четырёх уровней является реальным. В процессе ЧВС происходит перераспределение энергии между электромагнитными волнами без обмена со средой. Факторы, влияющие на эффективность протекания процесса будут обсуждаться далее.

Пространственную структуру поля j -ой волны, распространяющейся вдоль оси OZ , представим в виде:

$$E_j(x, y, z) = F_j(x, y)A_j(z), \quad (5.1)$$

где функция $F_j(x, y)$ — описывает поперечную структуру поля, а мед-

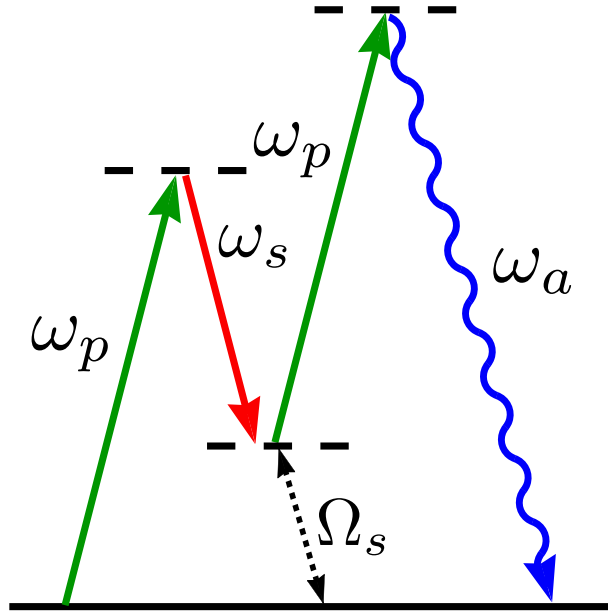


Рис. 69. Схема переходов при вырожденном по частоте накачки ЧВС. Штриховыми линиями показаны виртуальные уровни.

ленно меняющаяся амплитуда $A_j(z)$, нормирована так, что квадрат её модуля равен мощности волны: $P_j(z) = |A_j(z)|^2$. Вывод уравнений на амплитуды полей можно найти в [68]. Приведем систему уравнений для случая, когда все волны распространяются в одной поляризационной моде:

$$\frac{dA_p}{dz} = \frac{i\bar{n}_2\omega_p}{c} [(f_{pppp}|A_p|^2 + 2(f_{psps}|A_s|^2 + f_{papa}|A_a|^2)) A_p + 2f_{ppsa}A_p^*A_sA_a \exp(i\Delta\beta z)], \quad (5.2)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = \frac{i\bar{n}_2\omega_s}{c} [(f_{ssss}|A_s|^2 + 2(f_{spsp}|A_p|^2 + f_{sasa}|A_a|^2)) A_s + f_{sapp}A_a^*(A_p)^2 \exp(-i\Delta\beta z)], \quad (5.3)$$

$$\frac{dA_a}{dz} = \frac{i\bar{n}_2\omega_a}{c} [(f_{aaaa}|A_a|^2 + 2(f_{apap}|A_p|^2 + f_{asas}|A_s|^2)) A_a + f_{aspp}A_s^*(A_p)^2 \exp(-i\Delta\beta z)], \quad (5.4)$$

где \bar{n}_2 — нелинейный показатель преломления, $\Delta\beta$ — расстройка волновых векторов в световоде

$$\Delta\beta = \beta_s + \beta_a - 2\beta_p, \quad (5.5)$$

f_{ijkl} — интеграл перекрытия мод i, j, k, l , задаваемый выражением

$$f_{ijkl} = \frac{\langle F_i^* F_j^* F_k F_l \rangle}{\sqrt{\langle |F_i|^2 \rangle \langle |F_j|^2 \rangle \langle |F_k|^2 \rangle \langle |F_l|^2 \rangle}}, \quad (5.6)$$

где угловыми скобками обозначено интегрирование по поперечным координатам x, y . В правой части уравнений (5.2)-(5.4) первые слагаемые описывают эффект самомодуляции фазы, вторые — перекрестной модуляции фазы, а последние — ЧВС. Можно получить численное решение уравнений, но для понимания физических процессов удобно рассмотреть приближённое. Для простоты полагают, что все интегралы перекрытия равны обратной величине эффективной площади взаимодействия мод $f_{ijkl} \approx 1/S_{\text{eff}}$, пренебрегают различием частот взаимодействующих волн $\omega_s \approx \omega_a \approx \omega_p$, а также вводят усреднённый коэффициент нелинейности

$$\gamma_j = \frac{\bar{n}_2 \omega_j}{c S_{\text{eff}}} \approx \gamma. \quad (5.7)$$

В этом случае зависимость генерируемой мощности от координаты $P_j(z)$ может быть выражена с помощью эллиптических функций Якоби [260]. Поскольку при уничтожении двух фотонов накачки одновременно происходит рождение двух фотонов стоксовой и антистоксовой волн, то изменение мощностей рождаемых волн совпадает. Для краткости обозначим это изменение через $u = \Delta P_s = \Delta P_a$. Изменение мощности накачки в два раза больше и обратно по знаку $\Delta P_p = -2u$. Теоретически возможно добиться полного истощения накачки $\Delta P_p = -P_p(0)$. При этом прирост стоксовой и антистоксовой волн составит половину исходной мощности накачки. Однако процесс может идти и в обратную сторону, при наличии всех взаимодействующих волн на входе нелинейной среды. Направление процесса зависит от соотношения между фазами и расстройкой волновых векторов $\Delta\beta$.

Важным частным случаем является отсутствие стоксовой или антистоксовой волны на входе в световод. Отсутствующую на входе волну называют холостой, а затравочную — сигнальной. В этом случае мощность стоксовой и антистоксовой волн не может уменьшиться при прохождении через среду ($u \geq 0$), а при оптимальных фазовой отстройке и длине световода прирост мощности может достичь половины исходной

мощности накачки $u = P_p(0)/2$. В используемых приближениях результат симметричен по перестановке индексов у стоксовой и антистоксовой волн, поэтому для определённости и без потери общности будем считать, что стоксова волна служит затравкой. Несмотря на то, что упрощённое решение уравнений (5.2)-(5.4) может быть получено в виде эллиптических функций Якоби, пользоваться им не всегда удобно. В книге [68] отмечается, что возникают трудности при вычислении как прямых, так и обратных функций в таких известных математических пакетах, как Mathematica [261]. Для практических вычислений может оказаться полезной интегральная форма решения $P_a(z)$, записанная в неявном виде

$$z = \int_0^{P_a(z)} \frac{du}{2\gamma\sqrt{h_{sp}(u)}}, \quad (5.8)$$

где функция $h_{sp}(u)$ — является полиномом четвёртой степени

$$h_{sp}(u) = (P_p(0) - 2u)^2(P_s(0) + u)u - \frac{1}{4} \left[3u^2 - \left(\frac{\Delta\beta}{\gamma} + 2P_p(0) - P_s(0) \right) u \right]^2. \quad (5.9)$$

Для достижения полного истощения накачки волновая расстройка должна быть

$$\Delta\beta = \gamma \left(P_s(0) - \frac{P_p(0)}{2} \right). \quad (5.10)$$

При этом зависимость мощности антистоксовой волны от координаты z примет вид

$$P_a(z) = -\frac{16P_s(0)}{7} \left(1 - \left[1 - \frac{7P_p(0)}{7P_p(0) + 32P_s(0)} \times \text{th}^2 \left(\frac{\gamma z}{4} \sqrt{(7P_p(0) + 32P_s(0)) P_p(0)} \right) \right]^{-1} \right). \quad (5.11)$$

Представленные выражения демонстрируют возможность получения высокой эффективности преобразования излучения накачки в генерируемые волны. Более простые выражения могут быть получены в пренебрежении истощением накачки. В этом случае удобно ввести коэффициент преобразования стоксовой волны в антистоксову:

$$G_a(l_f) = \frac{P_a(l_f)}{P_s(0)} = \left| \frac{\gamma P_p(0)}{g_1} \text{sh}(g_1 l_f) \right|^2, \quad (5.12)$$

где l_f — длина нелинейного световода, g_1 — коэффициента параметрического усиления, квадрат которого в случае одной волны накачки имеет вид перевернутой параболы в зависимости от отстройки

$$g_1^2 = \left(g_1^{(M)}\right)^2 - \left(\frac{\Delta\beta_\sigma}{2}\right)^2 = (\gamma P_p(0))^2 - \left(\frac{\Delta\beta + 2\gamma P_p(0)}{2}\right)^2, \quad (5.13)$$

с максимальным значением $g_1^{(M)}$ при $\Delta\beta = -2\gamma P_p(0)$. Величину $\Delta\beta_\sigma = \Delta\beta + \Delta\beta_{NL}$ называют полной расстройкой волновых векторов с учётом вклада нелинейного набега фаз.

Рождение фотонов стоксовой и антистоксовой волн происходит одновременно, поэтому усиление стоксовой волны имеет похожую структуру

$$G_s(l_f) = \frac{P_s(l_f)}{P_s(0)} = G_a(l_f) + 1. \quad (5.14)$$

Несмотря на то, что коэффициент усиления g_1 принимает вещественные значения в области $\Delta\beta_\sigma = \pm 2\gamma P_p(0)$, эффективное преобразование частоты может осуществляться и за пределами этой области. В пренебрежении вкладом нелинейной добавки в рассогласование фаз $|\Delta\beta| \gg |\Delta\beta_{NL}|$, гиперболический синус заменяется синусом в выражении (5.12), и коэффициент преобразования принимает вид функции синк в квадрате

$$G_a(l_f) = (\gamma P_p(0)l_f)^2 \left(\frac{\sin(\Delta\beta l_f/2)}{\Delta\beta l_f/2}\right)^2. \quad (5.15)$$

Одной из распространённых мер ширины этой функции является расстояние от центра до первого нуля. В точках $\Delta\beta l_f = \pm\pi$ функция уменьшается в $\pi^2/4$ раза. Раскладывая волновую расстройку $\Delta\beta$ в ряд Тейлора вблизи частоты накачки (см. раздел 5.1.2), можно получить оценку для ширины синхронизма в частотном представлении

$$\Delta\Omega_s \approx \frac{\Delta\beta}{2\beta_2^{(p)}\Omega_s} \approx \frac{\pi}{\beta_2^{(p)}\Omega_s l_f}, \quad (5.16)$$

где $\beta_2^{(p)}$ — коэффициент дисперсии второго порядка на частоте накачки. Видно, что ширина синхронизма увеличивается вблизи длины волны нулевой дисперсии, где требуется учитывать следующие члены разложения в ряд Тейлора. Аналогичный результат можно получить и для больших мощностей накачки [262]. Рассматривая положение нуля в выражении

(5.12) и приравнивая к $-(\pi/l_f)^2$ выражение для квадрата коэффициента параметрического усиления (5.13), получаем:

$$\Delta\Omega_s \approx \frac{1}{\beta_2^{(p)}\Omega_s} \sqrt{\left(\frac{\pi}{l_f}\right)^2 + (\gamma P_p(0))^2}. \quad (5.17)$$

Данный результат свидетельствует о том, что ширина синхронизма определяется эффективной длиной световода, которая в свою очередь уменьшается с ростом мощности накачки.

В случае выполнения условий синхронизма с использованием двух волн накачки, распространяющихся в разных поляризационных модах (так называемый векторный синхронизм), появляется ещё одно уравнение для волны накачки в дополнение к (5.2) и изменяются коэффициенты в уравнениях (5.3)-(5.4). Это приводит к тому, что выражение для параметрического преобразования (5.12) принимает вид

$$G_a^V(l_f) = \frac{P_a(l_f)}{P_s(0)} = \left| \frac{2\gamma\sqrt{P_{p1}(0)P_{p2}(0)}}{g_2} \operatorname{sh}(g_2 l_f) \right|^2, \quad (5.18)$$

где $P_{p1}(0), P_{p2}(0)$ — мощности накачки на входе в световод для соответствующих поляризационных мод, g_2 — коэффициент параметрического усиления

$$g_2^2 = 4\gamma^2 P_{p1}(0)P_{p2}(0) - \left(\frac{\Delta\beta + \gamma P_{p0}(0)}{2}\right)^2, \quad (5.19)$$

где $P_{p0} = P_{p1} + P_{p2}$ — суммарная мощность волн накачки. Иногда вводят величину $r_{12} = 2\sqrt{P_{p1}P_{p2}}/P_{p0}$ для характеристики отношения мощностей накачки. Усиление максимально при равенстве мощностей, когда r_{12} достигает единицы. Оно совпадает по величине со случаем одной волны накачки, но максимум при этом соответствует другой величине волновой расстройки: $\Delta\beta = -\gamma P_{p0}(0)$.

Итак, мы рассмотрели изменение мощностей холостой и сигнальной волн в процессе ЧВС при накачке идеальных двулучепреломляющих световодов. В круглых световодах направление оптических осей может изменяться по длине за счёт дефектов и изгибов, что дополнительно усложняет описание процесса. Далее мы для простоты ограничимся двулучепреломляющими световодами и перейдём к рассмотрению стандартных методов получения синхронизма в них.

5.1.2. Методы получения синхронизма в двулучепреломляющих световодах

В случае скалярного типа синхронизма все волны поляризованы вдоль одной оси двулучепреломляющего световода. При рассмотрении выражения для волновой расстройки (5.5) удобно разложить волновые вектора в ряд Тейлора вблизи частоты накачки.

$$\beta(\omega) = \sum_{j=0} \beta_j^{(p)} \frac{(\omega - \omega_p)^j}{j!}, \quad \beta_j^{(p)} = \left. \frac{d^j \beta}{d\omega^j} \right|_{\omega=\omega_p} \quad (5.20)$$

Из-за симметрии вида волновой расстройки относительно частоты накачки все нечётные члены разложения сокращаются. Ограничиваясь четвёртым порядком малости, можно выписать условие синхронизма с учётом нелинейного вклада:

$$\Delta\beta_{\sigma}^{(sc)} \approx \beta_2^{(p)} \Omega_s^2 + \beta_4^{(p)} \Omega_s^4 / 12 + 2\gamma P_p = 0. \quad (5.21)$$

Очевидно, что в области положительной дисперсии световода $\beta_2^{(p)} > 0$ решение существует при $\beta_4^{(p)} < 0$

$$\Omega_s = \sqrt{-\frac{6\beta_2^{(p)}}{\beta_4^{(p)}} + \sqrt{\left(\frac{6\beta_2^{(p)}}{\beta_4^{(p)}}\right)^2 - \frac{24\gamma P_p}{\beta_4^{(p)}}}}. \quad (5.22)$$

Наличие нелинейного слагаемого приводит к появлению ненулевого решения в области отрицательной дисперсии $\beta_2^{(p)} < 0$. При заметном уходе в область положительной дисперсии влияние нелинейного вклада на положение резонанса уменьшается, поскольку при этом дисперсия $\beta_2^{(p)}$ линейно растёт, а величина $\beta_4^{(p)}$ практически не меняется [72]. В этом случае решение принимает вид [263]

$$\Omega_s = \sqrt{-\frac{12\beta_2^{(p)}}{\beta_4^{(p)}}}, \quad (5.23)$$

в котором величина отстройки Ω_s корневым образом увеличивается при движении в область положительной дисперсии от частоты накачки ω_p .

Отметим, что в литературе для описания дисперсии также вводят дисперсионный параметр $D^{(p)}$, отличающийся знаком от $\beta_2^{(p)}$:

$$D^{(p)} = \frac{d\beta_1^{(p)}}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda_p^2} \beta_2^{(p)} \approx -\frac{\lambda_p}{c} \left. \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right|_{\lambda=\lambda_p}. \quad (5.24)$$

Области положительной и отрицательной дисперсии соответствуют знаку $\beta_2^{(p)}$.

В качестве примера рассмотрим скалярный фазовый синхронизм в фотонно-кристаллическом волоконном световоде (ФКВС) марки LMA-PM-5 фирмы NKT Photonics с ДВНД $\lambda_0 \approx 1,05$ мкм, соответствующей диапазону генерации ИВЛ. Параметры световода подробно описаны в разделе 5.2. Расчет усиления $G_a(l_f)$ производился по формулам (5.12), (5.13), (5.21) с использованием значений: $\gamma = 10 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$, $P_p(0) = 5 \text{ Вт}$, $l_f = 18 \text{ м}$, $\beta_3^{(0)} = 6,755 \times 10^{-2} \text{ пс}^3 \text{ км}^{-1}$, $\beta_4^{(0)} = -10^{-4} \text{ пс}^4 \text{ км}^{-1}$, где $\beta_j^{(0)}$ — коэффициент дисперсии j -го порядка в точке нулевой дисперсии $\beta_2(\omega_0) = 0$. Соответствующие коэффициенты дисперсии на частоте накачки получаются по известным формулам для разложения Фурье

$$\beta_2^{(p)} \approx \beta_3^{(0)}(\omega_p - \omega_0) + \frac{\beta_4^{(0)}}{2}(\omega_p - \omega_0)^2, \quad (5.25)$$

$$\beta_4^{(p)} \approx \beta_4^{(0)}. \quad (5.26)$$

На рис. 70 показаны спектры параметрического усиления холостой волны $G_a(l_f)$ для нескольких значений отстройки длины волны накачки от ДВНД (0, 1, 3 и 7 нм). Видно, что с отстройкой в область положительной дисперсии световода увеличивается резонансное значение параметрической отстройки, контур резко сужается, а амплитуде усиления остаётся неизменной. Можно отметить, что во всех случаях наблюдается заметное усиление для нулевой отстройки, соответствующей вырожденному процессу ЧВС. Величина усиления для этого пика несколько меньше, чем для основного, поскольку начинает проявляться вклад нелинейного члена $\Delta\beta_{NL} = 2\gamma P_p$ в полную расстройку волновых векторов выражения (5.21). С этим же слагаемым связано смещение параметрического резонанса относительно нуля для первой кривой.

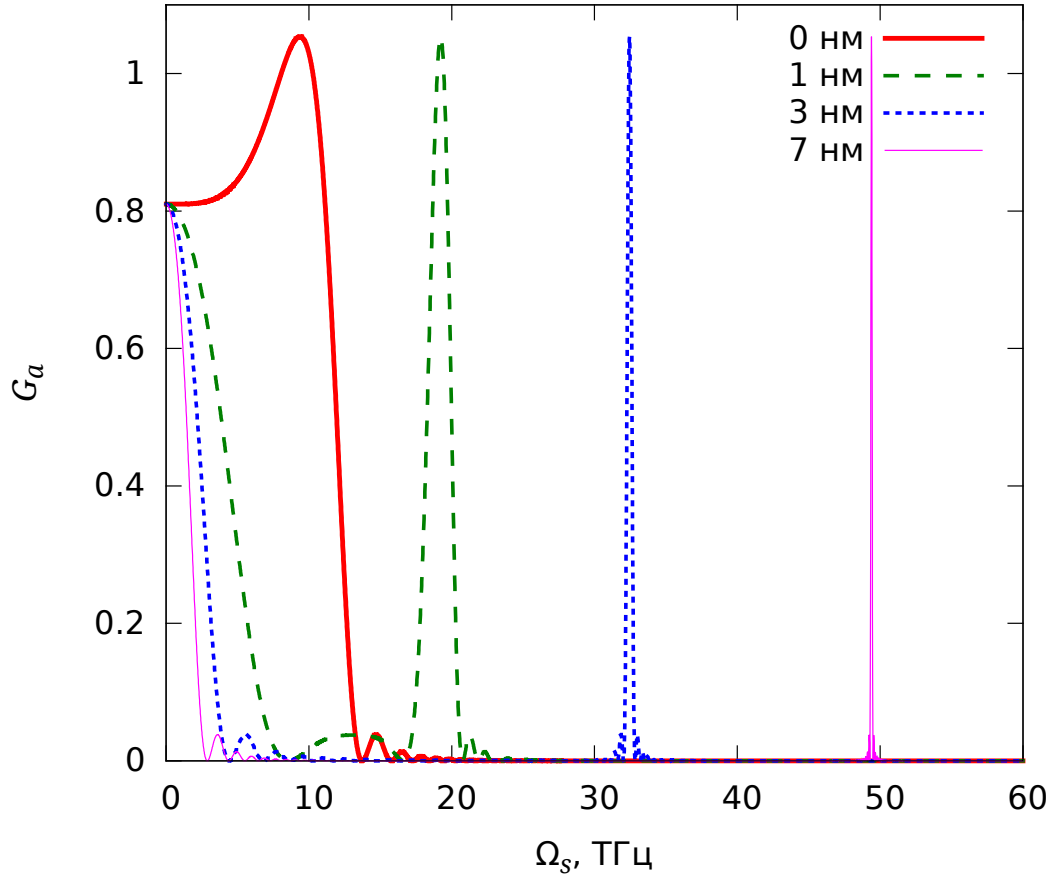


Рис. 70. Спектры параметрического усиления холостой волны в зависимости от отстройки от частоты накачки $\Omega_s = \omega - \omega_p$ для четырёх значений отстройки длины волны накачки от ДВНД: $\lambda_0 - \lambda_p = 0, 1, 3$ и 7 нм.

Из рис. 70 также видна значительная величина ($> 100\%$) усиления. Из выражения (5.14) следует, что для сигнальной волны усиление превышает $G_s(l_f) > 2$. Поскольку для возникновения генерации усиление должно превысить потери, то можно констатировать, что при указанных параметрах генерация возникнет при уровне потерь на полный оборот в резонаторе $\leq 50\%$. Наличие потерь в нелинейном световоде приводит к трансформации использованной для расчёта усиления формулы (5.12) (см., например, [68]). Так, в приближении одинаковых потерь для всех взаимодействующих волн геометрическая длина световода l_f должна быть заменена на эффективную.

Наличие значительного двулучепреломления в световодах с сохранением поляризации обеспечивает дополнительную степень свободы для согласования фаз волн в процессе ЧВС. Будем называть векторным тип

согласования фаз при использовании двулучепреломления световода. В работе [264] было показано, что в зависимости от поляризации четырех волн теоретически существует пять способов выполнения условия векторного синхронизма. Однако на практике из-за симметричности тензора $\chi^{(3)}$ в изотропной среде, кварцевом стекле, осуществимы только два из них [265]. Стоит отметить, что для ортогональных поляризаций реальная часть нелинейной восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}$ имеет меньшее значение, чем для параллельных [266], поэтому коэффициент нелинейности γ для векторного синхронизма в три раза меньше, чем для скалярного.

По аналогии с генерацией гармоник в кристаллах можно выделить первый тип синхронизма, когда излучение накачки поляризовано вдоль одной оси двулучепреломляющего световода, а стоксова и антистоксова компоненты - вдоль другой оси. Условия синхронизма изменяются, а эволюция мощностей описывается теми же уравнениями, что и для скалярного синхронизма (5.2)-(5.4). Отстройка частоты от положения накачки в стандартных световодах (со ступенчатым профилем показателя преломления) с сохранением поляризации достигает 30 ТГц для накачки в видимой области [267] и 40 ТГц для накачки вблизи 1 мкм [268]. Для второго типа излучение накачки поляризовано вдоль двух главных осей световода, стоксова и антистоксова волны, возникающие вследствие ЧВС, поляризованы вдоль разных осей. В этом случае частотная отстройка в стандартном волоконном световоде варьируется от 3 ТГц для накачки в видимой области [269, 270] до 6-9 ТГц для накачки вблизи 1 мкм [271, 272]. Параметрическое усиление для этого типа синхронизма возникает в результате использования двух волн накачки, поэтому в приближении малости генерируемых волн описывается уравнениями (5.18) и (5.19).

Вид аналитического решения для частотных веток векторного синхронизма находится в предположении малости разницы положений ДВНД двух осей световода [264]. Предполагается, что эффективные показатели преломления для медленной n_{slow} и быстрой n_{fast} оси световода можно описать, вводя функцию частоты для среднего значения $n_{av}(\omega)$ и константу δn , учитывающую двулучепреломление световода, $n_{slow}(\omega) =$

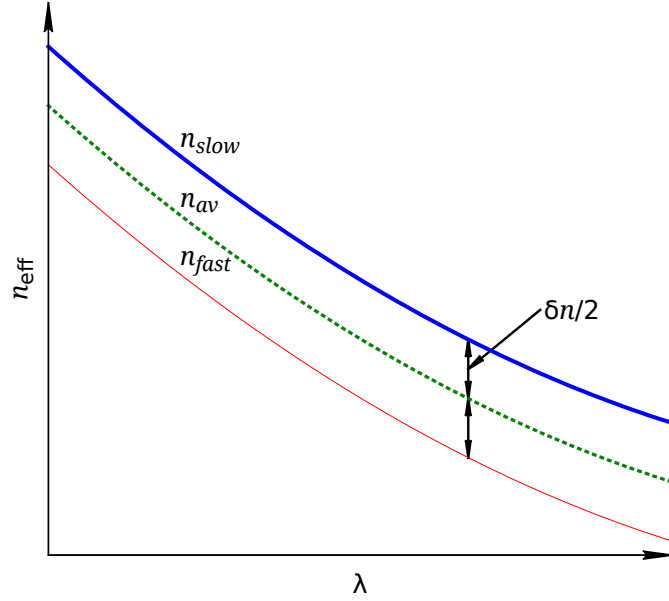


Рис. 71. Схематическая зависимость эффективных показателей преломления от длины волны в двулучепреломляющем световоде.

$n_{av}(\omega) + \delta n/2$ и $n_{fast}(\omega) = n_{av}(\omega) - \delta n/2$ (см. рис. 71). При этом соответствующие константы распространения равны $\beta_{slow}(\omega) = \omega n_{slow}(\omega)/c = \beta(\omega) + \omega \delta n/2c$ и $\beta_{fast}(\omega) = \beta(\omega) - \omega \delta n/2c$.

На рис. 72 а, б схематично представлено условие согласования фаз для первого и второго типов векторного синхронизма. Выражения для волновых расстройек имеют вид

$$\Delta\beta_I = \Delta\beta_{av} \pm \frac{2\omega_p \delta n}{c} \quad (5.27)$$

и

$$\Delta\beta_{II} = \Delta\beta_{av} \pm \frac{\Omega_{II} \delta n}{c} \quad (5.28)$$

соответственно. Здесь $\Delta\beta_{av}$ — усреднённая по поляризациям волновая расстройка, Ω_{II} — резонансная отстройка для генерируемых волн при втором типе векторного синхронизма. Знаки \pm зависят от выбора осей, вдоль которых ориентированы вектора поляризации взаимодействующих волн. Следуя работе [264], пренебрежём нелинейным вкладом в волновую расстройку и рассмотрим получение синхронизма вдали от ДВНД. Приравнивая $\Delta\beta_{I,II}$ к нулю и учитывая для усреднённой расстройки только первое слагаемое в выражении (5.21), находим положения резо-

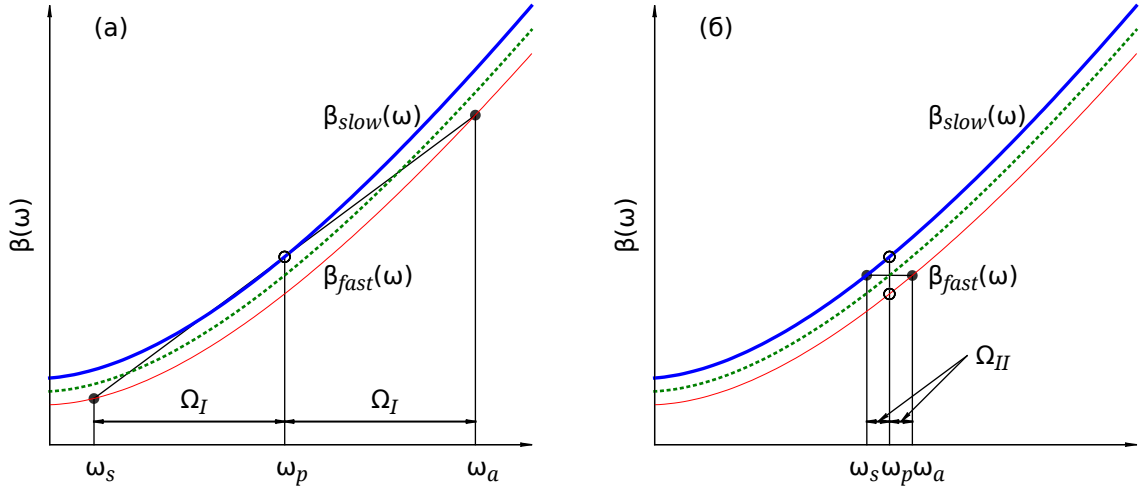


Рис. 72. Схематическая зависимость волновых векторов для быстрой и медленной осей в двулучепреломляющем световоде от частоты. Метод согласования фаз для первого (а) и второго (б) типа векторного синхронизма.

нансов при векторном синхронизме:

$$\Omega_I = \sqrt{\frac{4\pi\delta n}{|\beta_2^{(p)}|\lambda_p}}, \quad (5.29)$$

$$\Omega_{II} = \frac{\delta n}{|\beta_2^{(p)}|c}. \quad (5.30)$$

Отметим, что взаимная ориентация поляризаций волн, для которой выполняется условие синхронизма, и соответствующий выбор знаков в выражениях (5.27) и (5.28) зависят от знака дисперсии $\beta_2^{(p)}$.

Величины параметрических отстроек $\Omega_{I,II}$ зависят от двулучепреломления δn . Это использовалось для управления положением резонансов при изменении наведённого двулучепреломления при нагреве [273], изгибах [274] или растяжении [275] световодов. Относительно небольшое значение параметрических отстроек $\Omega_{I,II} < 40$ ТГц в работах со стандартными двулучепреломляющими световодами, связано с тем, что длина волны накачки находилась далеко от ДВНД, где величина $\beta_2^{(p)}$ была довольно большой. С использованием двулучепреломляющих ФКВС стало больше проводится экспериментов с накачкой вблизи длины волны нулевой дисперсии. Наблюдаемые в экспериментах значения параметрических отстроек выросли за счет уменьшения дисперсии $\beta_2^{(p)}$. Так, в

работах [276, 277] по ЧВС с первым и вторым типами векторного синхронизма зафиксированные отстройки превысили 100 ТГц.

Положение резонансов не становится бесконечно далёким при накачке вблизи ДВНД и не описывается простыми выражениями (5.29), (5.30). Для сравнения с результатами измерений в [276, 277] использовались численные расчёты. Для первого типа векторного синхронизма (5.27) можно выписать биквадратное уравнение, раскладывая аналогично (5.21) усреднённую волновую расстройку β_{av} в ряд Тейлора (см., например, [278]). Для второго типа векторного синхронизма (5.28), приближённое уравнение не переходит в биквадратное, поэтому в работе [278] аналитического решения не было выписано. Можно отметить, что согласно указанным расчётам кривые синхронизма, идущие из областей положительной и отрицательной дисперсии, не обращаются в бесконечность вблизи длины волны нулевой дисперсии, а асимптотически стремятся к решению для скалярного синхронизма (5.22).

5.2. Параметрическое четырёхволновое смещение вне резонатора

В предыдущем параграфе указывалось, что анализ векторного синхронизма вблизи длины волны нулевой дисперсии проводится с помощью численных расчётов. Экспериментальных работ по созданию непрерывных волоконных параметрических генераторов в области менее 1 мкм не проводилось. Параметрические преобразователи с ЧВС вне резонатора имели эффективность не более 1% в этой области [76, 77]. Большой интерес представляет использование непрерывных перестраиваемых ИВЛ для накачки таких генераторов. В качестве нелинейной среды был выбран коммерчески доступный микроструктурированный световод с сохранением поляризации LMA-PM-5 фирмы NKT Photonics [279]. Следует отметить, что дисперсия этого световода не была специфицирована на момент покупки, а приведённые на сайте NKT Photonics данные по ДВНД на момент написания диссертации отличаются от результатов наших экспериментов и от обзорного графика для LMA световодов,

представленного на сайте производителя [280]. Эти различия могут быть связаны с тем, что LMA световоды фирма-производитель предлагает использовать для передачи одномодового излучения в широком спектральном диапазоне, поскольку они не имеют длины волны отсечки. Для нелинейных преобразований предлагается использовать световод SC-5.0-1040-PM длина волны нулевой дисперсии, которого равна $\lambda_0 = 1040 \pm 10$ нм (согласно спецификации на сайте производителя [281]). Данные значения попадают на коротковолновый край генерации ИВЛ, что может сузить доступную спектральную область при исследовании синхронизма. Приводимые параметры световодов SC-5.0-1040-PM и LMA-PM-5 близки, а диаметр сердцевины последнего немного больше. Мы выбрали LMA световод, поскольку ДВНД растёт при увеличении диаметра сердцевины и оценивается для LMA $\lambda_0 \approx 1,05$ мкм, что ближе к максимуму генерации ИВЛ.

Параметры ФКВС зависят не только от диаметра сердцевины, но и от структуры световода. Оболочка световода формируется за счет введения в нее воздушных отверстий диаметром d_h с расстоянием Λ_h между ними. Коэффициент заполнения слоёв d_h/Λ_h описывает пористость оболочки и влияет на её эффективный показатель преломления. Структура похожего ФКВС LMA-5 (без сохранения поляризации) рассматривалась ранее [282, 283], однако представленные в этих работах наборы параметров d_h и Λ_h довольно сильно отличаются друг от друга, поэтому с помощью электронного микроскопа была сделана фотография нашего образца (см. рис. 73). Световод LMA-PM-5 изготовлен из плавленого кварца. Его сердцевина диаметром 5 мкм окружена гексагональной фотонно-кристаллической структурой из воздушных отверстий. На фотографии рис. 73 а с двух сторон структуры видны два стержня, создающие двулучепреломление, величина которого согласно спецификации производителя составляет $1,5 \times 10^{-4}$. Там же указано, что потери для диапазона 600-1200 нм не превышают 10 дБ/км, а диаметр модового пятна слабо зависит от длины волны и составляет 4,2 мкм. Принимая значение нелинейного показателя преломления равным $\bar{n}_2 \approx 2,3 \times 10^{-20} \text{ м}^2\text{Вт}^{-1}$ (см., например, [284]), можно вычислить для такого световода коэффициент нелинейности $\gamma \approx 10 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ по формуле (5.7) на длине волны 1050 нм.

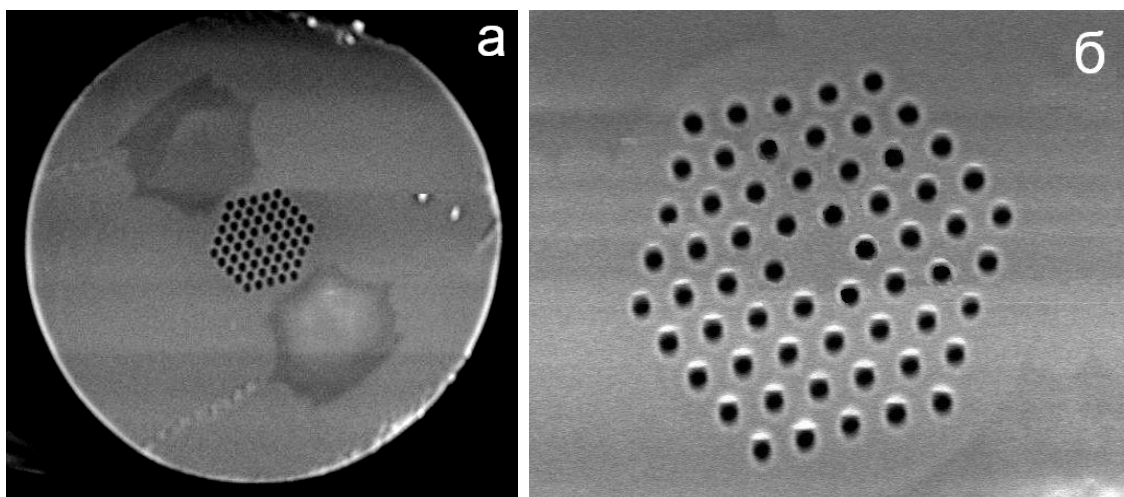


Рис. 73. Фотография торца микроструктурированного волоконного световода LMA-PM-5, сделанная с помощью электронного микроскопа: а) общий вид; б) центральная область с фотонно-кристаллической структурой.

Можно заметить, что у данного ФКВС нелинейность в 2,5 раза выше, чем у стандартных, использованных для создания ИВЛ (см. параграф 2.1).

Расстояния между отверстиями $\Lambda_h = 3.25 \pm 0.15$ мкм вычислялось путём масштабирования рис. 73 а, исходя из того, что диаметр оболочки волоконного световода составляет 125 ± 1 мкм. Коэффициент заполнения $d_h/\Lambda_h = 0.36 \pm 0.11$ оценивался из фотографии с лучшим разрешением, представленной на рис. 73 б. Относительно низкая точность измерения последней величины связана с размытостью границы стекло/воздух на фотографии и реальным разбросом размеров воздушных отверстий в ФКВС.

Диаметры модовых пятен LMA-PM-5 и использованных вместе с ним стандартных волоконных световодов со ступенчатым профилем показателя преломления заметно отличались, поэтому возникла необходимость уменьшения потерь в местах сварных швов. Для этого был использован метод продольного смещения дуги относительно шва и повторения дугового разряда, описанный в работах [282, 285]. В области сварки происходит схлопывание отверстий фотонно-кристаллической структуры, приводящее к увеличению диаметра модового пятна ФКВС. Указанный метод позволяет плавно изменить диаметр модового пятна в области сварок и существенно снизить потери. К недостатку метода можно отнести

относительно низкую прочность сварных швов приводящую к необходимости механической фиксации световодов в области сварки. Кроме того, спектральные зависимости диаметров модового пятна заметно различаются в используемых световодах, что затрудняет оптимизацию потерь при работе в широком спектральном диапазоне. В ходе экспериментов на концы ФКВС LMA-PM-5 наварились короткие (около 1 м) отрезки волоконного световода марки 1060-XP, для которых на практике удалось снизить суммарные потери в области двух сварок до 20% при использовании контрольного излучения с длиной волны 976 нм.

5.2.1. Экспериментальная установка

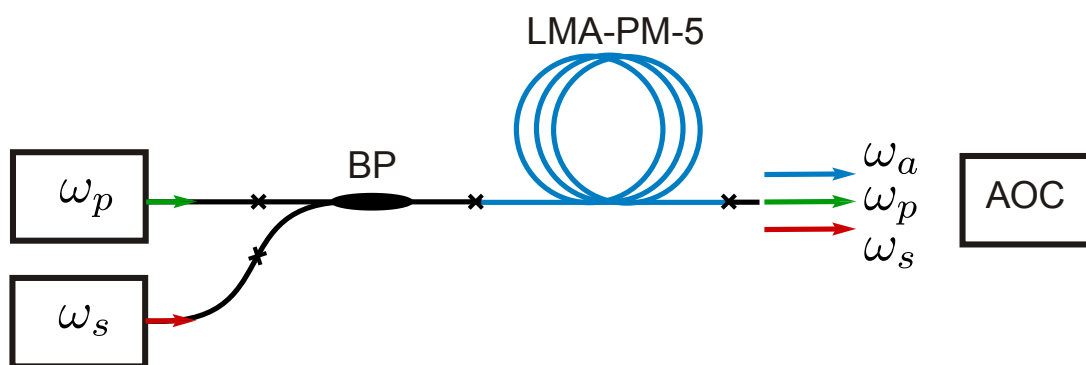


Рис. 74. Схема экспериментальной установки.

Для исследования параметрического преобразователя частоты на вход волоконного световода подавалось излучение сигнального лазера и накачки с частотами ω_s и ω_p соответственно. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 74. Излучение двух лазеров объединялось с помощью волоконного разветвителя (ВР). Проходящее излучение регистрировалось на выходе волоконного световода LMA-PM-5 длиной 25 м с помощью анализатора оптических спектров (АОС) AQ6370 фирмы Yokogawa. Излучение лазеров перестраивалось. При выполнении условий фазового синхронизма наблюдалось появление дополнительной спектральной компоненты (ω_a на рис. 74). В соответствии с законом сохранения энергии частота лазера накачки равнялась полусумме частот сигнальной и генерируемой в световоде холостой волн. При этом деление на сигнальную волну и накачку является условным, поскольку в экспериментах одна и та же частота могла служить сигналом или накачкой.

В качестве лазера накачки использовался набор перестраиваемых непрерывных ИВЛ с кольцевым резонатором. Их вид схематично изображён на рис. 3 в. Оконечным зеркалом служила перестраиваемая ВБР. Полный диапазон излучения накачки перекрывался от 1010 до 1110 нм при выходной мощности 0,5-2,5 Вт и ширине спектра менее 100 пм. Для проведения исследований в широком спектральном диапазоне в качестве сигнальных применялись иттербиевые, эрбиевые, ВКР-лазеры, а также одномодовый лазерный диод с волоконным выходом. Полный диапазон генерации этих лазеров простирался от 976 до 1550 нм при выходной мощности от 0,1 до 2,5 Вт и ширине спектра не более 100 пм.

Спектральные характеристики волоконных разветвителей обеспечивали заведение не менее 70% излучения накачки. Использование хаотически поляризованного излучения позволяло избавиться от необходимости контроля поляризации на входе в ФКВС при регистрации синхронизмов разных типов.

5.2.2. Диаграммы фазового синхронизма

Дисперсионная характеристика ФКВС зависит от его структуры и играет определяющую роль для согласования фаз параметрического процесса. Численный расчет эффективного показателя преломления моды $n_{\text{eff}}(\omega)$ в двулучепреломляющем световоде представляет довольно сложную вычислительную задачу, которая может быть решена с помощью таких коммерческих пакетов, как COMSOL [286]. Принимая во внимание тот факт, что световод может иметь заметную продольную неоднородность, мы не ставили задачу получения строго соответствия расчётов и результатов измерений. Для оценки параметров кривых фазового синхронизма воспользовались находящейся в открытом доступе программой CUDOS MOF [287], использующей для моделирования метод мультиполей [288, 289] и позволяющей находить фундаментальную моду (и характеристику $n_{\text{eff}}(\omega)$) ФКВС с гексагональной симметрией. Параметры световода в расчётах варьировались в диапазоне погрешностей измерений $\Lambda_h = 3,25 \pm 0,15$ мкм и $d_h/\Lambda_h = 0,36 \pm 0,11$, оцененных по фотографии рис. 73.

Вначале экспериментально осуществлялся поиск резонансных параметрических отстроек Ω_s для скалярного типа синхронизма. Величина Ω_s корневым образом увеличивается при перестройке накачки в область положительной дисперсии (см. обсуждение к упрощённой формуле (5.23)). Предварительные результаты экспериментов позволили относительно легко оценить положение ДВНД нашего образца. Дальнейшие расчёты показали, что при одновременном изменении шага фотонно-кристаллической структуры Λ_h и степени заполнения d_h/Λ_h положение кривой синхронизма изменяется слабо, если обеспечить постоянство ДВНД. Учитывая, что точность определения периода структуры относительно высока, мы зафиксировали значение $\Lambda_h = 3,25$ мкм, а степень заполнения выбирали на основании хода экспериментально измеренных кривых синхронизма.

На рис. 75 представлены диаграммы скалярного фазового синхронизма. Пустыми и сплошными кружками показаны экспериментальные значения длин волн сигнального и холостого излучения, соответственно. Кривыми показаны расчетные графики. Штрихпунктирной линией показана прямая $y(x) = x$, разделяющая области, стоксовой λ_s и антистоксовой λ_a компонент. При проведении эксперимента было обнаружено, что для двулучепреломляющего волоконного световода существуют две ветви скалярного синхронизма. Они соответствуют поляризации четырех взаимодействующих волн либо вдоль медленной, либо вдоль быстрой оси световода. По аналогии с работой [290] было предположено, что ветвь с большим значением ДВНД соответствует поляризации волн вдоль быстрой оси, с меньшей — вдоль медленной. На вставке рис. 75 показана увеличенная область вблизи нуля дисперсии. Ещё раз подчеркнём, что программа CUDOS MOF не предназначена для расчёта двулучепреломляющих ФКВС. Положение ДВНД контролировалось выбором параметра заполнения d_h/Λ_h . Расчётные кривые рис. 75 соответствуют параметрам, указанным в таблице 2. Во избежание путаницы значений показателей преломления для медленной n_{slow} и быстрой n_{fast} осей, с вычисленными с помощью программы CUDOS MOF зависимостями, в табл. 2 и на рис. 75 использованы другие обозначения ($n_{(s)}$ и $n_{(f)}$).

Несмотря на хорошее согласие расчёта и эксперимента можно заме-

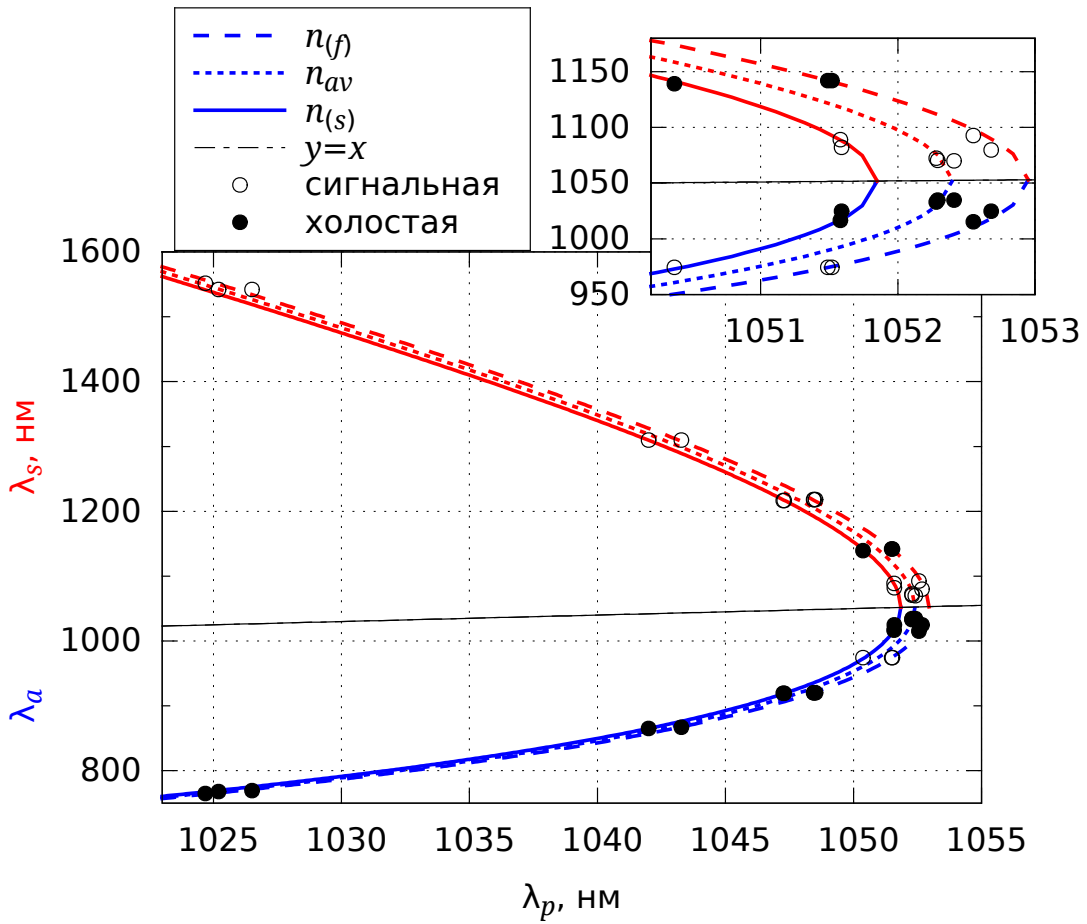


Рис. 75. Диаграммы фазового синхронизма для скалярного ЧВС в ФКВС LMA-PM-5. Пустыми и заполненными кружками показаны результаты экспериментов для сигнального и холостого излучения соответственно, а штриховой, пунктирной и сплошной линиями — численно рассчитанные диаграммы с использованием табл. 2 для зависимостей $n_{(f)}$, n_{av} и $n_{(s)}$ соответственно. На вставке более подробно показана область вблизи ДВНД.

туть, что на вставке к рис. 75 некоторые экспериментальные точки лежат между двумя диаграммами фазового синхронизма. Эти точки принадлежат диаграмме синхронизма медленной оси и лежат в области отрицательной дисперсии волоконного световода. Расхождение расчёта с экспериментом вблизи ДВНД возникает из-за пренебрежения нелинейным вкладом $\Delta\beta_{NL}$ в полную волновую расстройку $\Delta\beta_{\sigma}$.

На рис. 76 сплошными и штриховыми линиями показаны диаграммы фазового синхронизма, рассчитанные для волн, поляризованных вдоль медленной оси волоконного световода, с учетом и без учета нелинейного вклада $\Delta\beta_{NL} = 2\gamma P_p(0)$ соответственно. Нелинейный вклад оценивался

Таблица 2. Параметры Λ_h и d_h/Λ_h , используемые для численного расчета эффективного показателя преломления $n_{\text{eff}}(\omega)$, длины волны нулевой дисперсии λ_0 и дисперсии высших порядков $\beta_j^{(0)}$ световода LMA-PM-5.

	Λ_h , мкм	d_h/Λ_h	λ_0 , нм	$\beta_3^{(0)} \times 10^2$, пс ³ км ⁻¹	$\beta_4^{(0)} \times 10^4$, пс ⁴ км ⁻¹	$\beta_5^{(0)} \times 10^7$, пс ⁵ км ⁻¹
$n_{(f)}(\omega)$	3,25	0,44161	1052,95	6,753	-1,001	2,753
$n_{av}(\omega)$	3,25	0,44325	1052,44	6,755	-1,001	2,673
$n_{(s)}(\omega)$	3,25	0,44516	1051,85	6,756	-1,002	3,671

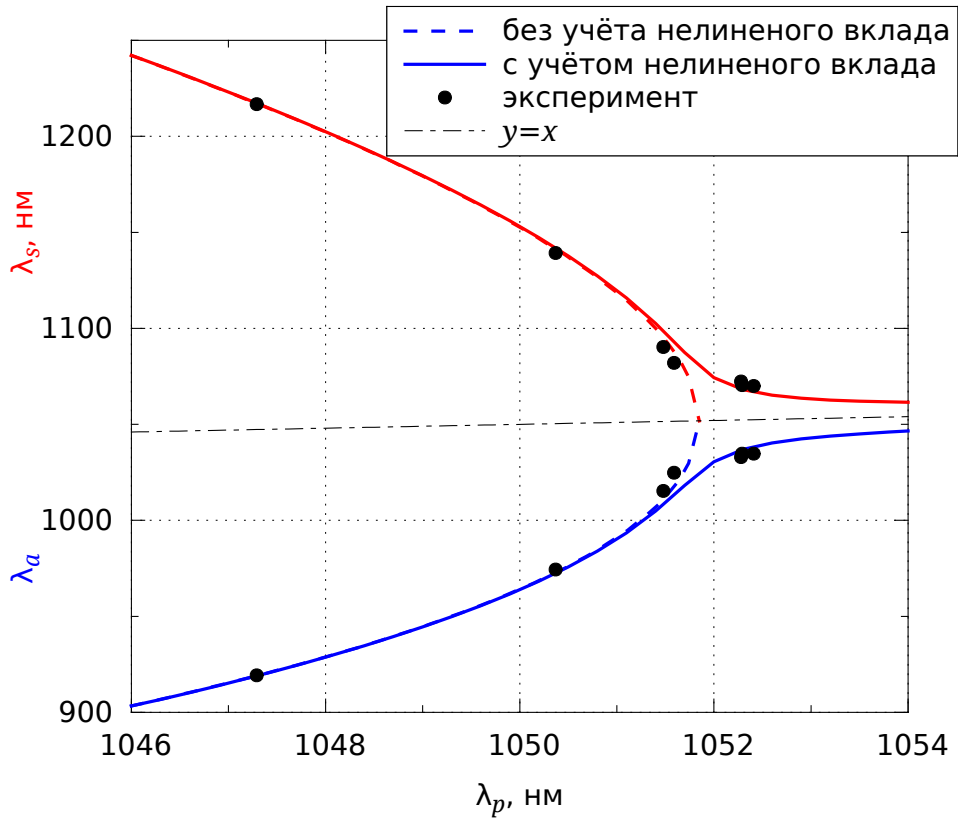


Рис. 76. Диаграмма скалярного фазового синхронизма для медленной оси в ФКВС LMA-PM-5. Кружками показаны результаты экспериментов, а сплошной и штриховой линиями — численно рассчитанные диаграммы с учётом и без нелинейного вклада $\Delta\beta_{NL}$ в условие синхронизма соответственно.

при использовании значений $\gamma \approx 10 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$ и $P_p(0) \approx 2 \text{ Вт}$, согласующихся с условиями эксперимента. Рис. 76 подтверждает, что нелинейный вклад важно учитывать только при малых значениях резонансных параметрических отстройек в окрестностях ДВНД световода. При больших параметрических отстройках графики совпадают, так как там нелинейный вклад становится малым по сравнению с линейным.

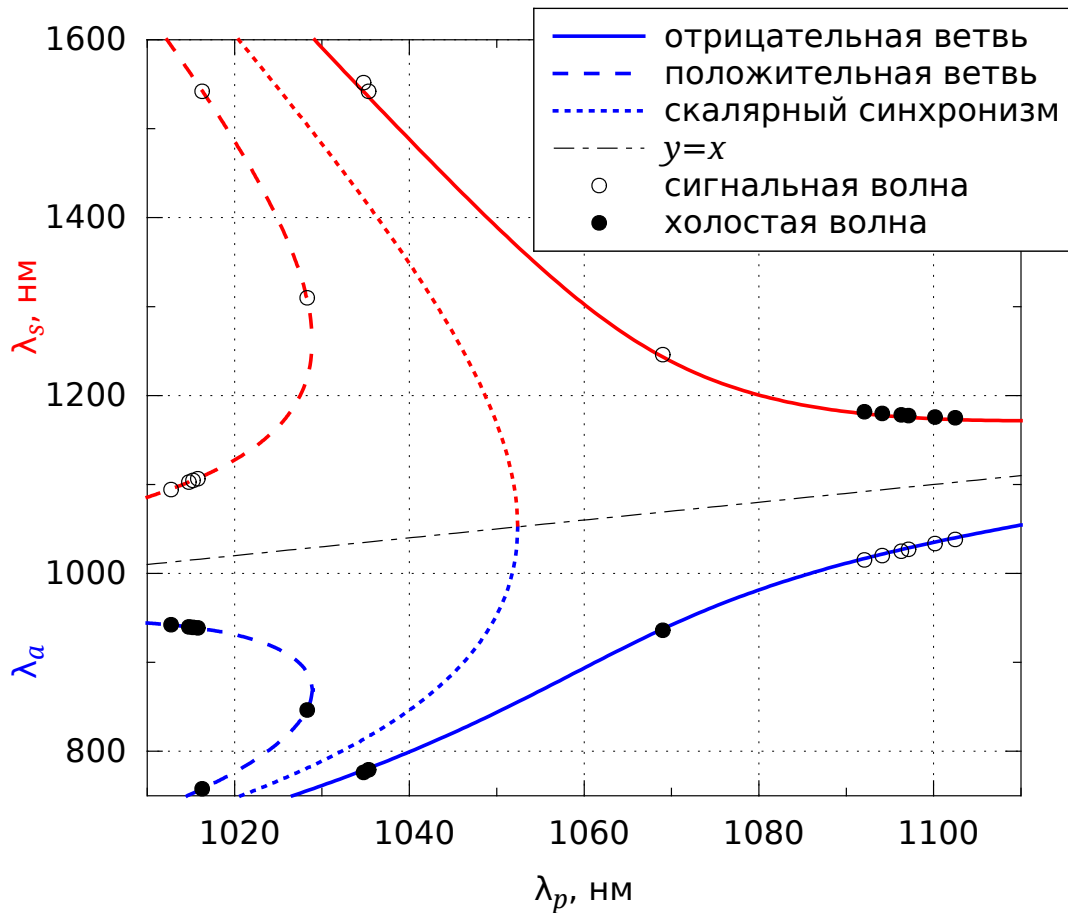


Рис. 77. Диаграммы векторного фазового синхронизма в ФКВС LMA-PM-5. Пустыми и заполненными кружками показаны результаты экспериментов для сигнального и холостого излучения, а штриховой и сплошной линиями — численно рассчитанные диаграммы для положительной и отрицательной ветвей соответственно. Пунктирной линией обозначена кривая скалярного синхронизма для среднего значения показателя преломления $n_{av}(\omega)$, а штрихпунктирной — функция $y = x$.

Анализ кривых векторного синхронизма, описанный в параграфе 5.1.2, предполагал совпадение ДВНД для обеих осей двулучепреломляющего световода. Следуя такому упрощённому методу, используем функцию $n_{av}(\omega)$ из табл. 2 для среднего значения показателя преломления и кон-

станту δn для учёта двулучепреломления световода. На рис. 77 представлены диаграммы векторного фазового синхронизма. Заполненные и пустые кружки показывают результаты измерений длины волн холостого и сигнального излучения соответственно. Сплошная и прерывистая линии соответствуют диаграммам фазового синхронизма, численно рассчитанным на основании уравнения (5.28) для второго типа векторного синхронизма (нелинейный вклад $\Delta\beta_{NL}$ не учитывался). Подгонка расчета под экспериментальные данные проводилась при оптимизации значения двулучепреломления δn . На рис. 77 это значение составляет $\delta n \approx 1,83 \times 10^{-4}$. По аналогии с работой [277] решение со знаком “-” в уравнении (5.28) соответствует положительной ветви векторного ЧВС, со знаком “+” – отрицательной ветви векторного ЧВС. В случае положительной ветви стоксова и антистоксова волны поляризованы вдоль медленной и быстрой оси световода соответственно, а для отрицательной — наоборот, стоксова волна поляризована вдоль быстрой оси, антистоксова — вдоль медленной.

На рис. 77 наблюдается отличное согласие теоретических и экспериментальных графиков. Пунктиром для сравнения построена диаграмма скалярного фазового синхронизма, рассчитанная для $n_{av}(\omega)$. Штрихпунктирной линией обозначена прямая $\lambda_{s,a} = \lambda_p$, относительно которой частотные отстройки стоксовой и антистоксовой волн равны. Из рис. 77 очевидно, что отрицательная ветвь векторного ЧВС существует во всей дисперсионной области, в то время как положительные ветви сдвинуты от ДВНД в область положительной дисперсии световода и имеют точку поворота. Диаграммы векторного фазового синхронизма стремятся к двум асимптотам. Первая — это прямая $\lambda_{s,a} = \lambda_p$, где величина параметрических отстроек уменьшается при удалении от ДВНД в область отрицательной или положительной дисперсии световода. Другая асимптота описывает увеличение параметрических отстроек с уменьшением длины волны накачки и проходит вблизи решения для скалярного ЧВС.

На верхнем и нижнем рисунках 78 показаны результаты измерений самих оптических спектров для скалярного и векторного типов фазового синхронизма соответственно. Спектры причислялись к тому или другому типу синхронизма на основе сравнения наблюдаемого положе-

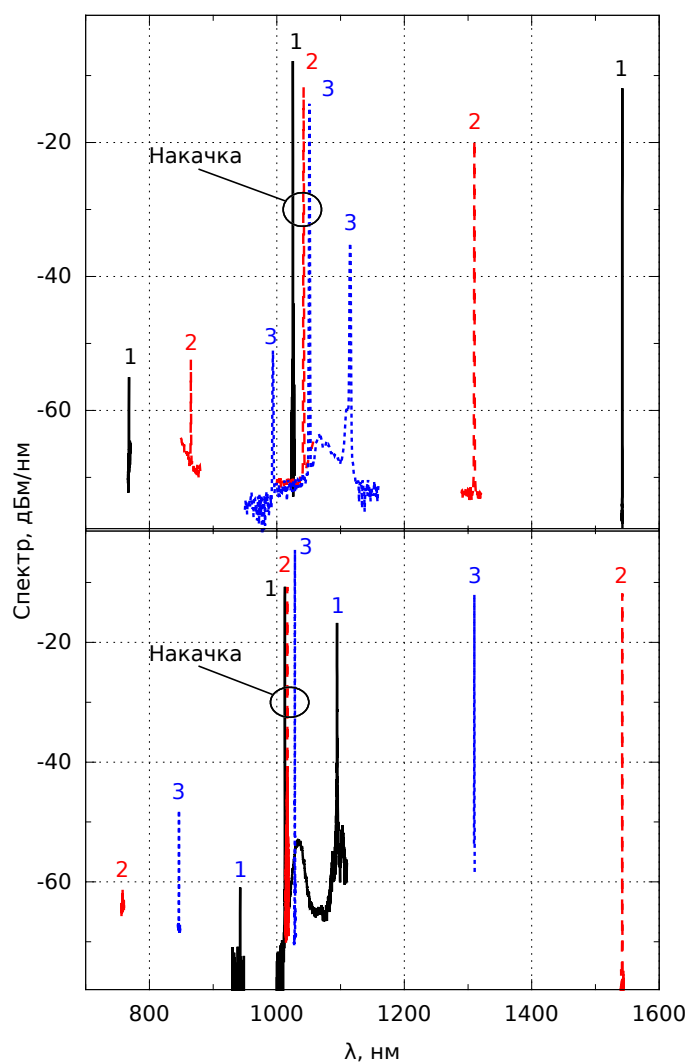


Рис. 78. Спектры с АОС при скалярном и векторном типе синхронизма для положительных ветвей на верхнем и нижнем рисунках соответственно. Цифрами 1, 2, 3 показаны спектры для длин волны накачки ($\lambda_p = 1025, 1041$ и 1051 нм) и ($\lambda_p = 1013, 1016$ и 1028 нм) для верхнего и нижнего рисунков соответственно.

ния резонансов с результатами численных расчётов рис. 75 и 77. Видно, что в случае скалярного ЧВС расстояние между параметрическими резонансами и накачкой монотонно увеличивается при отстройке длины волны накачки в область положительной дисперсии. В случае векторного ЧВС положение резонансов может сильно отличаться при близких длинах волн накачки (спектры 1 и 2 на нижнем рисунке 78), если они принадлежат разным решениям для положительных ветвей фазового синхронизма (см. рис. 77). Процесс ЧВС не имеет порога по накачке, поэтому определяемая величина мощности параметрической генерации зависит от уровня шумов АОС. На рис. 78, фоновый шум и рассеянное

излучение внутри АОС приводят к тому, что уровень накачки превышает уровень фонового шума на величину от 60 до 50 дБ (в зависимости от длины волны). Таким образом, при мощности накачки 1 Вт необходимо получить десятки мкВт мощности холостой волны для ее дальнейшей надежной регистрации. Довольно низкая эффективность преобразования при больших параметрических отстройках, вероятно, связана с влиянием неоднородности ФКВС.

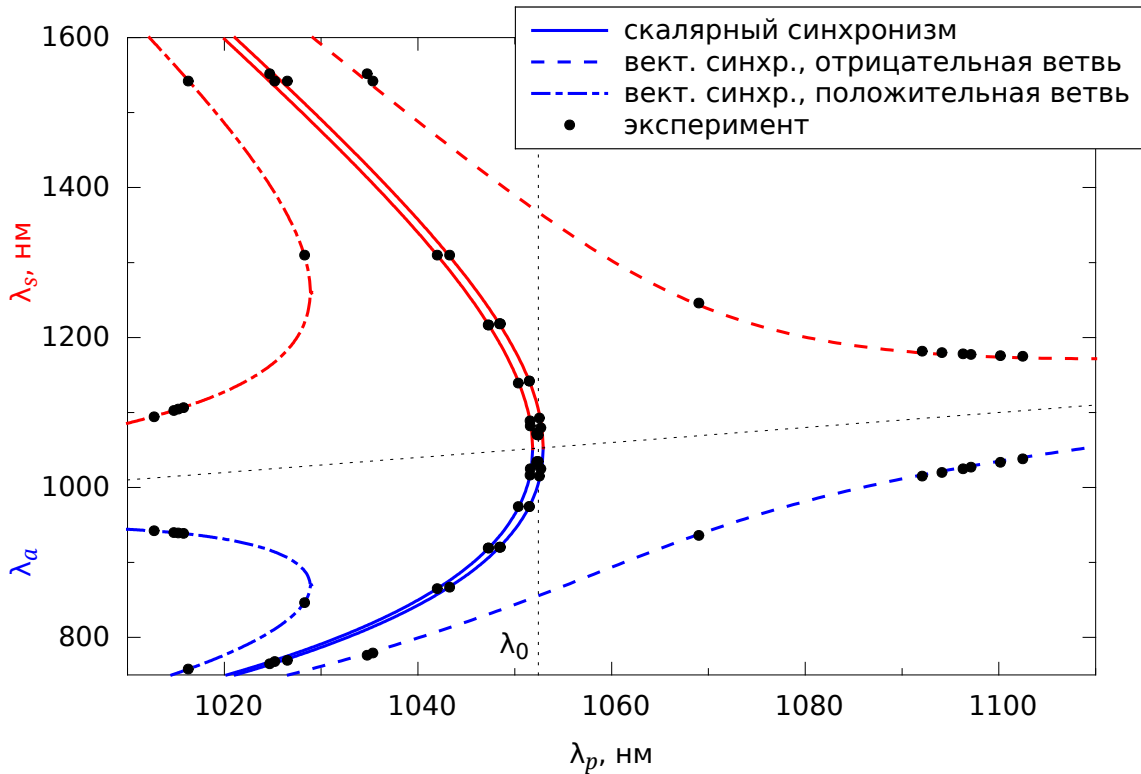


Рис. 79. Объединённые диаграммы скалярного и векторного фазового синхронизма в ФКВС LMA5-PM при накачке непрерывным ИВЛ: эксперимент (точки), численный расчет (линии). Сплошные линии соответствуют ветвям скалярного ЧВС; штриховая линия — отрицательная ветвь векторного ЧВС; штрихпунктирные линии — положительные ветви векторного ЧВС.

Объединённые результаты измерений представлены на рис. 79. Минимальные длины волн параметрической генерации, полученные в эксперименте для векторного и скалярного ЧВС, равнялись 758 и 765 нм для $\lambda_p = 1016$ и 1025 нм соответственно. При этом величина параметрических отстроек достигала 100 ТГц. Значение ширины линии параметрической генерации в эксперименте не превышало 60 пм, что определялось ширинами линий спектров накачки и сигнала. Отметим также, что экспе-

риментально обнаружить параметрическую генерацию с первым типом векторного синхронизма, удовлетворяющего условию на волновую расстройку (5.27), нам не удалось. Проблема может быть связана с ростом влияния продольной неоднородности световодов на положение узких резонансов. Данные флуктуации приводят к изменению положения и, как следствие, к уменьшению интегрального по длине усиления (см., например, [68]).

Расчётные кривые были получены методами численного решения уравнений на волновую расстройку. Для скалярного синхронизма можно получить биквадратное уравнение при разложении в ряд вблизи частоты накачки (см. его решения (5.22), (5.23)). Однако для векторного синхронизма второго типа (см. выражение (5.28)) такое разложение не приводит к биквадратному уравнению. Следующий раздел посвящён описанию решения возникающего уравнения.

5.3. Аналитическое решение для положения ветвей векторного синхронизма

Аналитическое выражение положения параметрических резонансов ЧВС вдали от ДВНД было получено в работе [264]. Данное решение обращается в бесконечность при накачке на ДВНД, поскольку использовался только один член разложения усреднённой по поляризациям отстройки $\Delta\beta_{av}$ в ряд Тейлора. Учёт следующего ненулевого слагаемого переводит выражение (5.28) в полином четвёртой степени

$$\Delta\beta_{II} \approx \beta_2^{(p)}\Omega_{II}^2 + \beta_4^{(p)}\frac{\Omega_{II}^4}{12} \pm \frac{\Omega_{II}\delta n}{c} = 0. \quad (5.31)$$

Данное уравнение при рассмотрении ненулевых решений сводится к каноническому виду уравнения третьей степени. Раскладывая волновую расстройку в точке нулевой дисперсии до пятого порядка, можно получить следующее кубическое уравнение

$$\Omega_{II}^3 + p\Omega_{II} + q = 0 \quad (5.32)$$

с коэффициентами

$$p = \frac{12\beta_3^{(0)}\delta\omega_p + 6\beta_4^{(0)}\delta\omega_p^2 + 2\beta_5^{(0)}\delta\omega_p^3}{\beta_4^{(0)} + \beta_5^{(0)}\delta\omega_p}$$

и

$$q = \pm \frac{12\delta n}{c(\beta_4^{(0)} + \beta_5^{(0)}\delta\omega_p)},$$

где $\delta\omega_p = \omega_p - \omega_0$ — отстройка частоты накачки от частоты нулевой дисперсии ω_0 световода. Учёт пятого порядка разложения мог бы потребоваться при обращении в ноль четвёртого порядка в точке нулевой дисперсии. В нашем случае это не так, поэтому для упрощения расчётов пренебрежём пятым порядком. Тогда коэффициенты уравнения (5.32) примут вид

$$p = 12 \left(\beta_3^{(0)} / \beta_4^{(0)} \right) \delta\omega_p + 6\delta\omega_p^2, \quad (5.33)$$

$$q = \pm 12\delta n / \left(c\beta_4^{(0)} \right). \quad (5.34)$$

Для определенности будем считать частотные отстройки положительными, так как смена знака Ω_{II} равнозначна смене знака q и переходу на другую ветвь синхронизма. Уравнение (5.32) решается по известной формуле Кардано и имеет до трех вещественных корней в зависимости от знака дискриминанта $Q = (p/3)^3 + (q/2)^2$.

Если положить двулучепреломление равным нулю $q \propto \delta n = 0$, то уравнение (5.32) приобретёт параболический вид $\Omega_s^2 + p = 0$. Его решение $\Omega_s = \sqrt{-p} = \sqrt{-\left(12 \left(\beta_3^{(0)} / \beta_4^{(0)}\right) \delta\omega_p + 6\delta\omega_p^2\right)}$ совпадает с ранее выписанным в пренебрежении нелинейного набега фазы (5.23) после перехода в разложении от частоты нулевой дисперсии к частоте накачки (5.25). Учёт нелинейного набега фазы $\Delta\beta_{NL} = 2\gamma P_p(0)$, также приводит к полученному ранее результату

$$\Omega_s = \sqrt{-\frac{p}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 - \frac{24\gamma P_p(0)}{\beta_4^{(0)}}}}. \quad (5.35)$$

Вернёмся к рассмотрению случая векторного ЧВС, когда $q \neq 0$. Отрицательная ветвь ($q > 0$) имеет одно положительное решение во всей

рассматриваемой области

$$\Omega_{II}^{(-)} = \frac{(\sqrt{Q} - q/2)^{2/3} - p/3}{(\sqrt{Q} - q/2)^{1/3}}. \quad (5.36)$$

Корень третьей степени имеет три комплексных значения, что следует учитывать при проведении конкретных расчётов. При $Q < 0$ решение можно переписать в тригонометрическом виде (см., например, [291])

$$\Omega_{II}^{(-)} = 2r_0 \cos(\theta/3), \quad (5.37)$$

где $r_0 = \sqrt{-p/3}$ и $\theta = \arccos(q/(2r_0^3))$, $0 \leq \theta \leq \pi/2$.

В пределе больших отстроек накачки в область отрицательной дисперсии $\delta\omega_p \rightarrow \infty$ решение (5.36) принимает вид

$$\Omega_{II} \rightarrow \left| \frac{q}{p} \right| = \frac{\delta n}{c \left| \beta_3^{(0)} \delta\omega_p + \beta_4^{(0)} \delta\omega_p^2 / 2 \right|} \quad (5.38)$$

совпадающий с известным выражением (5.30).

Для положительных ветвей векторного синхронизма решение существует только в части области положительной дисперсии световода и также может быть представлено в тригонометрическом виде

$$\Omega_{II}^{(1)} = 2r_0 \cos[(\pi - \theta)/3], \quad (5.39)$$

$$\Omega_{II}^{(2)} = 2r_0 \cos[(\pi + \theta)/3]. \quad (5.40)$$

В пределе больших отстроек накачки в область положительной дисперсии $\delta\omega_p \rightarrow \infty$ решение (5.40) также принимает вид (5.38).

Область существования синхронизма ограничена точкой поворота, где дискриминант уравнения Q обращается в нуль, а решения совпадают

$$\Omega_{II}^{(1)} = \Omega_{II}^{(2)} = \Omega_{II}^{(t)} = \sqrt[3]{q/2} = \sqrt{-p/3}.$$

В этой точке отстройка накачки $\delta\omega_p$ и положение параметрического резонанса принимают вид

$$\delta\omega_p^{(t)} = -\frac{\beta_3^{(0)}}{\beta_4^{(0)}} + \sqrt{\left(\frac{\beta_3^{(0)}}{\beta_4^{(0)}} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{6\delta n}{c\beta_4^{(0)}} \right)^{2/3}},$$

$$\Omega_{II}^{(t)} = \left(-\frac{6\delta n}{c\beta_4^{(0)}} \right)^{1/3}.$$

Таким образом, величина отстройек $\delta\omega_p^{(t)}$, $\Omega_{II}^{(t)}$ растёт с двулучепреломлением δn .

Проделанные вычисления показывают, что рассмотренные типы синхронизмов описаются, на основании значения трёх параметров: ω_0 , $\beta_3^{(0)}/\beta_4^{(0)}$ и $\delta n/\beta_4^{(0)}$. Первые два можно найти по кривой скалярного синхронизма, а последний — по частотным веткам векторного.

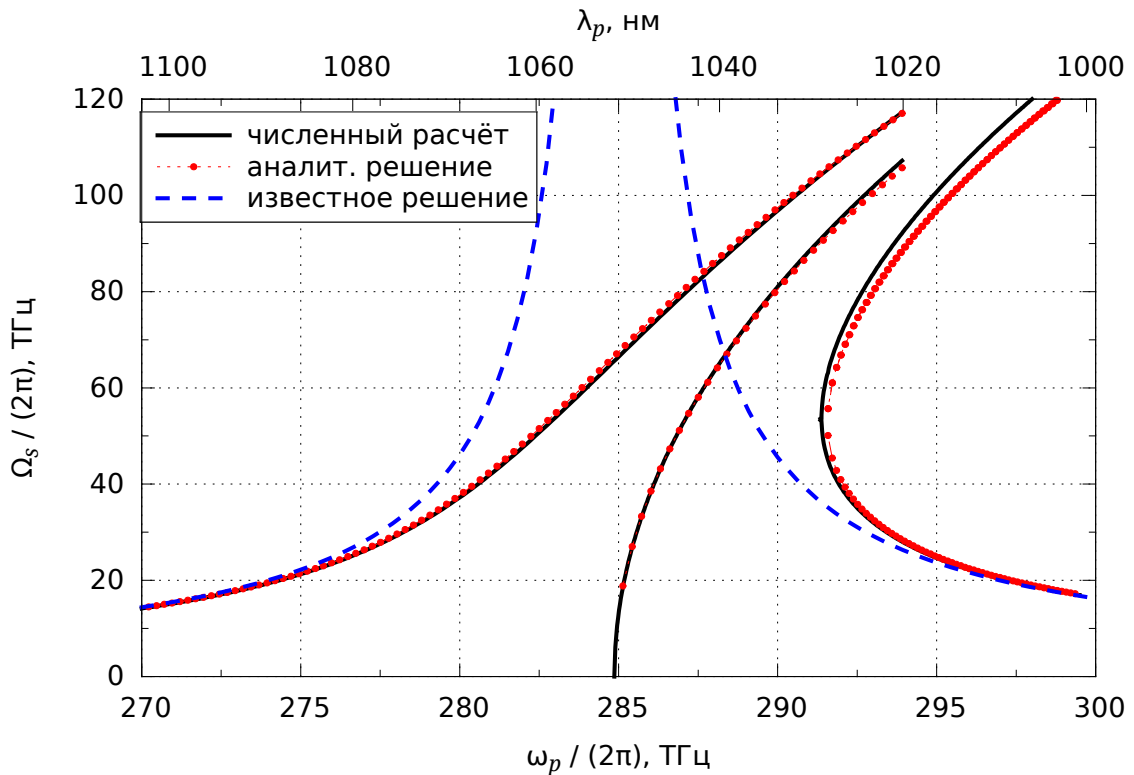


Рис. 80. Величина параметрической отстройки Ω_s от частоты накачки ω_p : сплошная линия – численный расчёт, кружки – полученная в данной работе аналитическая аппроксимация, штриховая линия – аналитическое решение (5.30), полученное в работе [264].

Сравнение хода аналитических зависимостей с результатами численного решения условий фазового синхронизма $\Delta\beta = 0$ приведено на рис. 80. В качестве примера использовались ранее полученные зависимости из рис. 77 для световода LMA-PM-5. Для облегчения сравнения с предыдущими результатами наверху графика для оси ОХ приведена шкала длины волны накачки в нанометрах. Сдвиги положения параметриче-

ских резонансов относительно частоты накачки, полученные с помощью аналитического и численного расчетов, хорошо согласуются при малых значениях, однако начинают расходиться при больших. Применимость аналитического решения для скалярного ЧВС и отрицательной ветви векторного ЧВС ограничена частотными отстройками 100 ТГц, а для положительных ветвей векторного ЧВС корректно до 60 ТГц. Штриховая кривая на рис. 80 соответствует известному решению (5.30). Очевидно, что полученное в данной главе аналитическое решение для параметрических отстроек находится в хорошем согласии с численным расчетом, в то время как решение (5.30) стремится к бесконечности при накачке вблизи ДВНД световода. При накачке вдали от ДВНД графики совпадают.

Таким образом, найдены явные аналитические решения для параметрических отстроек векторного ЧВС второго типа (накачка поляризована вдоль двух осей волоконного световода), адекватно описывающие наблюдаемое положение диаграмм фазового синхронизма. Полученные выражения могут быть полезны при расчётах положения и ширины синхронизма в параметрических усилителях и преобразователях частоты.

5.4. Параметрический преобразователь частоты со скалярным типом синхронизма

В параграфе 5.2 рассматривались диапазоны длин волн параметрической генерации в ФКВС с накачкой перестраиваемым иттербиевым волоконным лазером. Перейдём к описанию результатов измерения эффективности параметрического преобразования. Был выбран скалярный тип синхронизма, поскольку коэффициент параметрического усиления для скалярного ЧВС больше, чем для векторного из-за большего значения коэффициента нелинейности γ . Кроме того, довольно большая ширина скалярного фазового синхронизма вблизи ДВНД позволяет уменьшить влияние неоднородности волоконного световода на эффективность преобразования.

Схема экспериментальной установки аналогична, представленной на рис. 74. Источником накачки служил непрерывный ИВЛ, длина волны которого перестраивалась вблизи 1050 нм, а выходная мощность неполяризованного излучения достигала 10 Вт. В качестве сигнального лазера использовался непрерывный ИВЛ аналогичный, описанному в параграфе 4.3. Лазер генерировал излучение на длине волны 1115 нм с выходной мощностью до 3,5 Вт.

В эксперименте излучение накачки и сигнала заводилось в световод LMA-PM-5 через волоконный ответвитель с коэффициентом деления 30:70. Длина световода варьировалась в ходе экспериментов от 1 до 18 м. Поскольку параметрический процесс чувствителен к поляризации волн, на выход лазеров были установлены волоконные контроллеры поляризации. Длина волны накачки варьировалась вблизи положения фазового синхронизма. При настройке вблизи $\lambda_p \approx 1052$ нм на выходе наблюдалась параметрическая генерация с длиной волны 996 нм. При этом величина частотных отстроек составляла ~ 16 ТГц.

На рис. 81 а, б и в показано изменение спектров параметрической генерации при неизменной длине волны сигнальной затравки и перестройке длины волны накачки λ_p для отрезков ФКВС длиной 1, 5 и 18 м соответственно. Для LMA-PM-5 длиной 1 м контур усиления широкий и имеет один максимум, для 5-метрового отрезка появляется два максимума усиления, а для 18-метрового отрезка четко видны два контура усиления, соответствующие поляризации излучения всех взаимодействующих волн вдоль одной из осей двулучепреломляющего световода. В случае 1-метрового световода контуры усиления для разных поляризационных мод перекрываются. В эксперименте при увеличении длины световода с 1 до 18 м ширина фазового синхронизма уменьшается в 20 раз с 10 до 0,5 нм, что соответствует зависимости $1/l_f$ согласно формуле (5.16).

На рис. 82 точками построена экспериментальная зависимость мощности холостого излучения на длине волны 996 нм от мощности накачки на выходе световода LMA-PM-5 длиной 1, 5 и 18 м при одинаковой мощности сигнального излучения $P_s(0) \approx 0,5$ Вт. Подстройка двух КП позволяла настраиваться на максимальное значение генерируемой мощности. Считаем, что мощность накачки не истощается в результате ЧВС, и ее

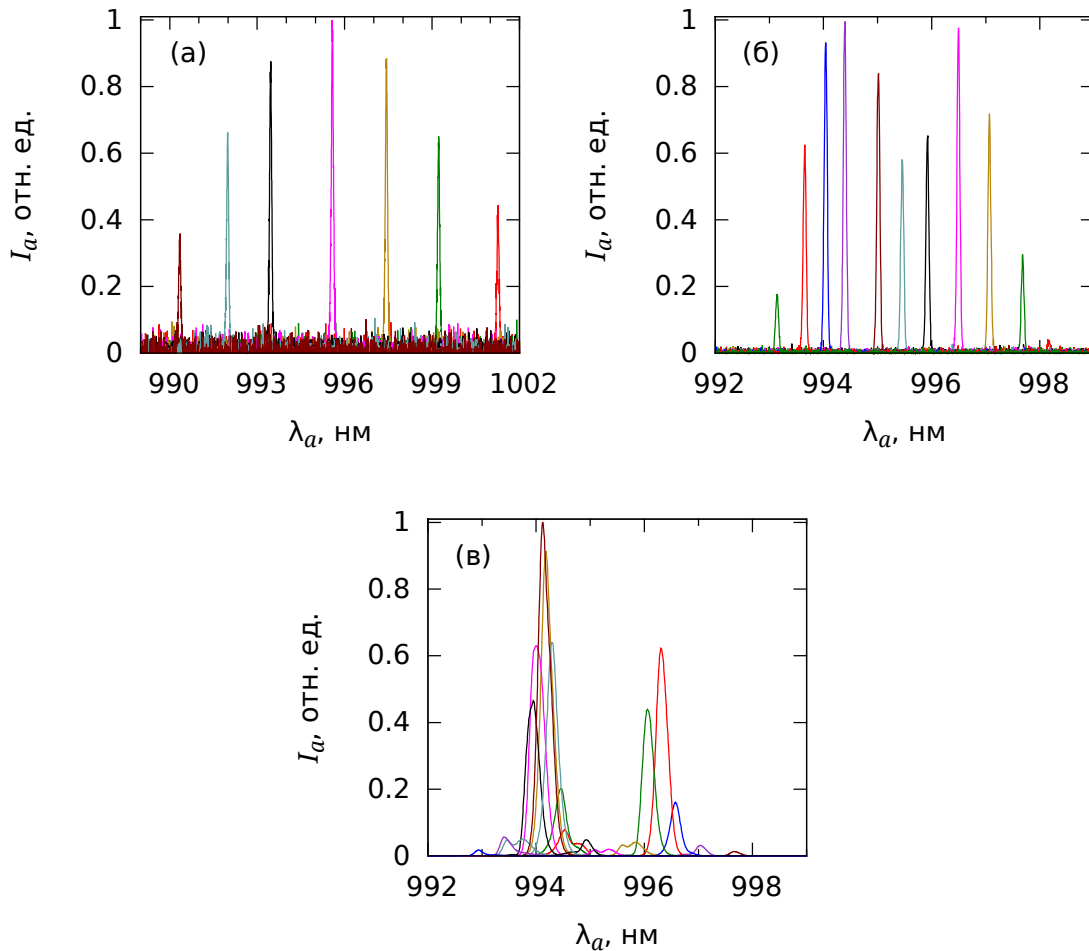


Рис. 81. Спектры параметрической генерации при перестройке длины волны накачки λ_p в световодах LMA-PM-5 длиной 1, 5 и 18 м на рисунках (а), (б) и (в) соответственно.

величина на входе в LMA примерно равна величине на выходе из световода. Так как значение нормированной мощности накачки в эксперименте небольшое $\gamma P_p(0)l_f \approx 0,7$ ($l_f = 18$ м и $P_p(0) = 4$ Вт), можно предположить, что мощность холостой волны квадратично растет с мощностью накачки (см. формулу (5.15)). На рис. 82 сплошными линиями показана подгонка экспериментальных точек параболой. Видно, что экспериментальная зависимость не отклоняется от квадратичного закона.

Максимальная мощность холостой волны достигала значения 75 мВт, что соответствует эффективности параметрического преобразования сигнальной волны в холостую $P_a(l_f)/P_s(0) = 15\%$. Довольно высокая эффективность может свидетельствовать об относительно слабом влиянии неоднородности волоконного световода при отстройках $\Omega_s \approx 16$ ТГц. Ве-

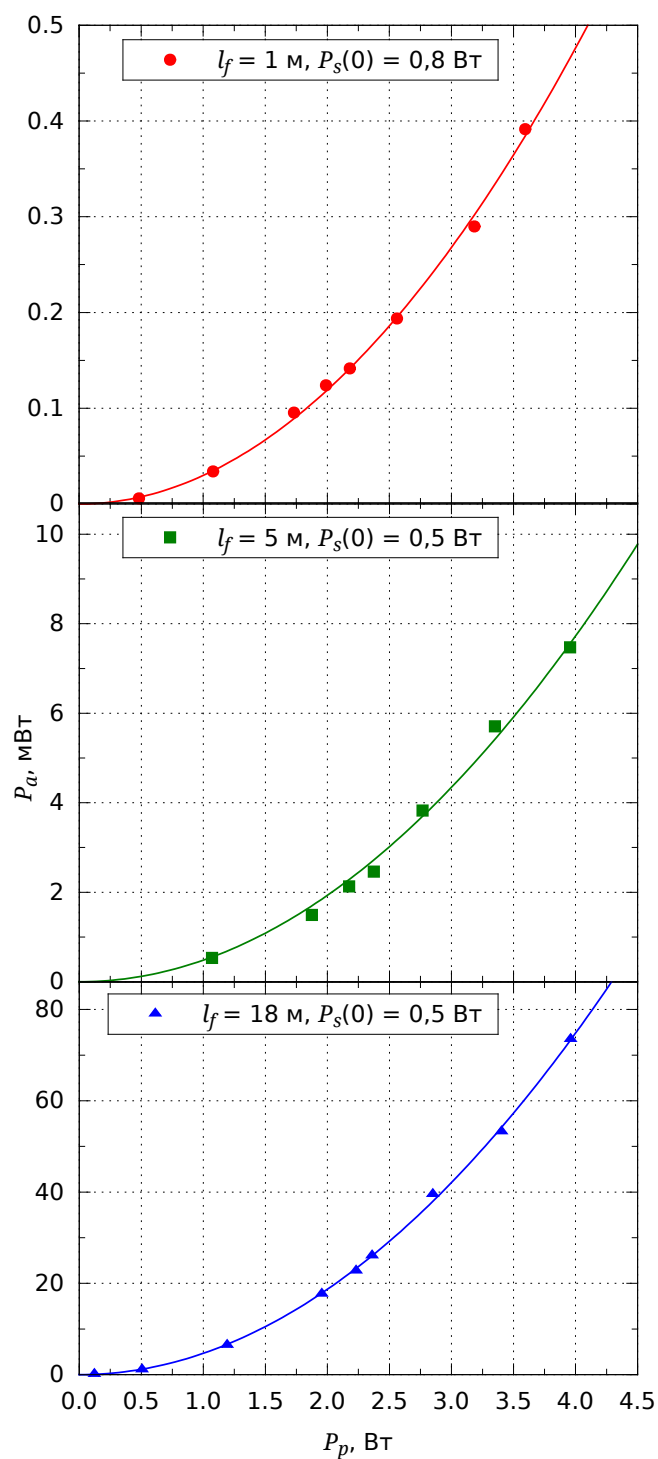


Рис. 82. Измеренная зависимость мощности холостого излучения P_a от выходной мощности накачки при скалярном ЧВС. Кружками, квадратами и треугольниками показаны данные для световода LMA-PM-5 длиной 1, 5 и 18 м соответственно, сплошными линиями — подгонка экспериментальных точек параболой.

личина усиления сигнальной волны должна быть также около 15%, что достаточно для реализации полностью волоконного оптического параметрического генератора на основе скалярного ЧВС без использования сигнального лазера. Эксперименты по созданию ВОПГ описаны в следующем разделе.

5.5. Волоконно-оптический параметрический генератор (ВОПГ)

Данный параграф посвящён описанию реализованного впервые непрерывного ВОПГ с накачкой иттербиевым волоконным лазером, генерирующего перестраиваемое излучение в спектральной области менее 1 мкм. Описанные в параграфе 5.2 исследования позволяют описать ширину и перестройку такого генератора, собранного на базе световода LMA-PM-5. На рис. 70 было показано, что при увеличении параметрической отстройки Ω_s область фазового синхронизма сильно сужается. Теперь на качественном уровне проиллюстрируем влияние ширины спектра накачки на размытие резонансов параметрического усиления. В расчётах используем данные табл. 2 для медленной оси, мощность накачки $P_p(0) = 5$ Вт, длину световода $l_f = 18$ м и выражения (5.12), (5.13), (5.21). Рисунки 83 а и б показывают, как при изменении длины волны накачки λ_p изменяется положение контуров параметрического усиления вблизи длин волн генерации $\lambda_a = 930$ и 975 нм соответственно. Номинальное положение спектров показано сплошными линиями, а штриховыми и пунктирными – при увеличении длины волны накачки $\delta\lambda_p$ на 0,1 и 0,2 нм соответственно. С ростом величины $\delta\lambda_p$ расстояние между максимумами контуров $\delta\lambda_a$ увеличивается, а перекрытие спектров уменьшается. Из рис. 83 видно, что перекрытие спектров меньше при уменьшении ширины фазового синхронизма $\Delta\lambda_a$. Уширение спектра накачки приводит к уширению спектра интегрального усиления и уменьшению его максимальной амплитуды.

Проводя аналогичные вычисления в диапазоне длин волн параметрической генерации λ_a от 900 до 1000 нм, на рис. 84 кружками была построена зависимость ширины контура параметрического усиления $\Delta\lambda_a$, а

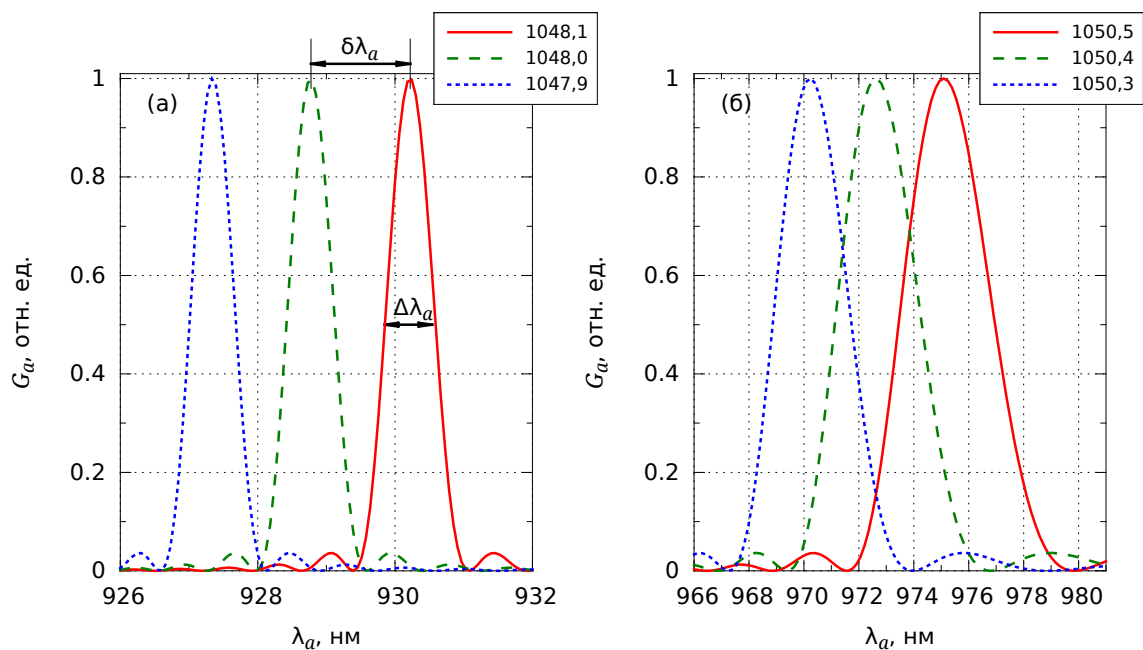


Рис. 83. Спектры параметрического усиления вблизи: (а) 930 и (б) 975 нм при изменении длины волны накачки на $\delta\lambda_p = 0, 0,1$ и $0,2$ нм для сплошной, штриховой и пунктирной линий соответственно. В легенде указана длина волны накачки в нанометрах.

линиями – величина смещения максимума усиления $\delta\lambda_a$ при увеличении длины волны накачки $\delta\lambda_p$ на $0,1, 0,15$ и $0,2$ нм. Можно предположить, что в области $\Delta\lambda_a > \delta\lambda_a$ ширина линии накачки $\Delta\lambda_p \leq \delta\lambda_p$ слабо повлияет на коэффициент параметрического усиления, так как сдвиг контуров усиления находится в пределах ширины синхронизма. В таком случае из рис. 84 следует, что для накачки параметрических генераторов с длинами волн более 961, 978 и 986 нм приемлемыми окажутся источники с ширинами линии генерации $\Delta\lambda_p$ менее $0,1, 0,15$ и $0,2$ нм соответственно. При конструировании параметрического осциллятора использовались перестраиваемые лазеры накачки, ширина спектра которых варьировалась в некотором диапазоне. Далее представлены детали экспериментов.

5.5.1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 85. Излучение накачки ω_p заводилось в кольцевой резонатор ВОПГ через контроллер поляризации КП-1 и волоконный спектрально-селективный раз-

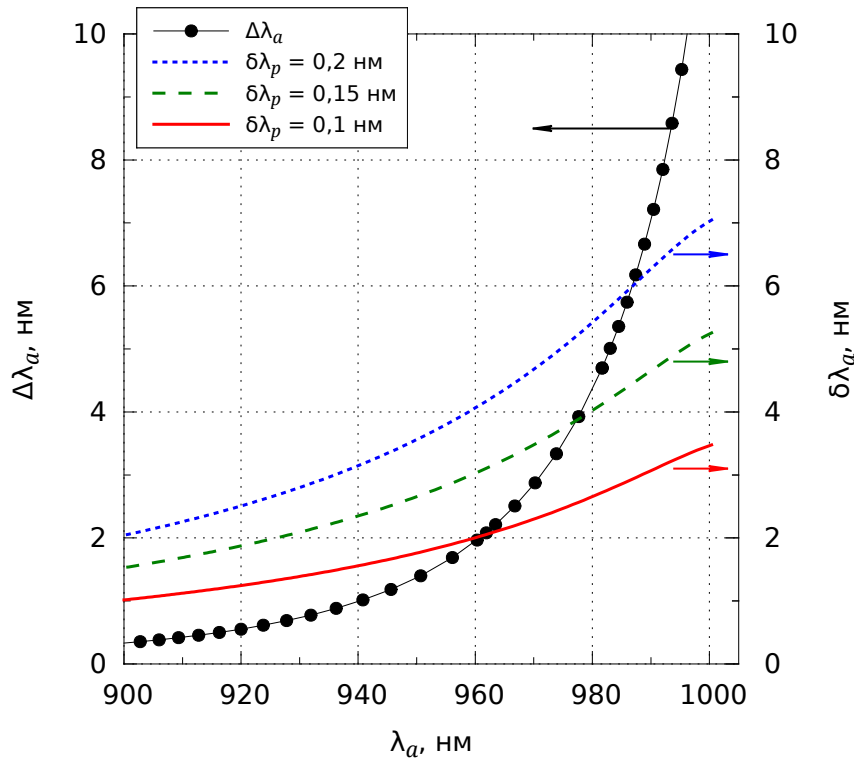


Рис. 84. Ширина фазового синхронизма $\Delta\lambda_a$ (кружки) и смещение максимумов параметрического усиления $\delta\lambda_a$ при изменении длины волны накачки $\delta\lambda_p$ на 0,1, 0,15 и 0,2 нм для сплошной, штриховой и пунктирной линии соответственно в зависимости от длины волны параметрической генерации λ_a .

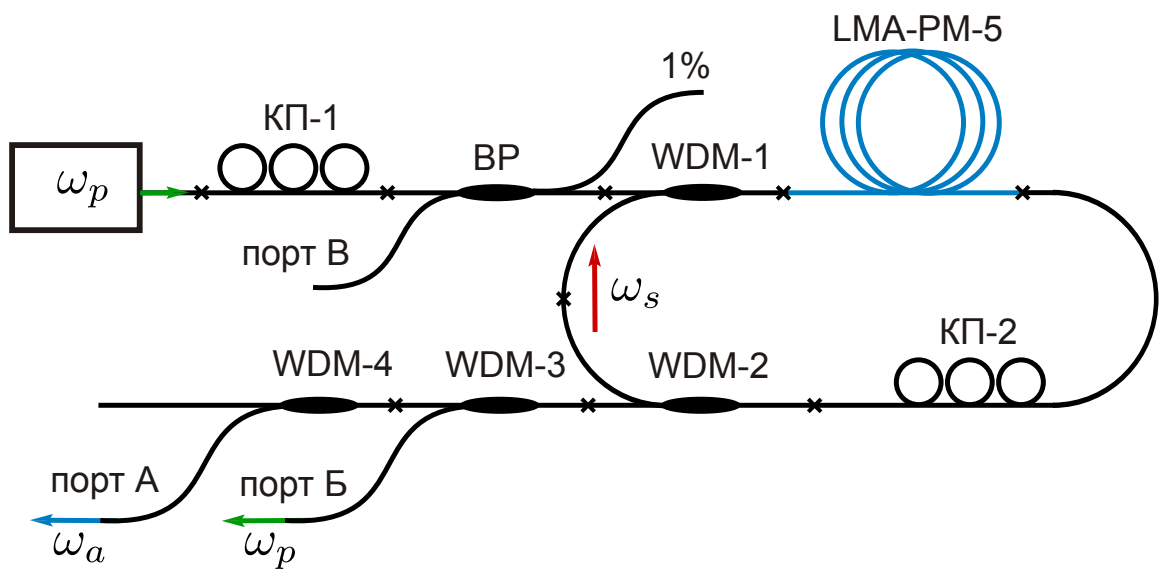


Рис. 85. Схема экспериментальной установки непрерывного ВОПГ.

ветвитель WDM-1. Далее излучение попадало в ФКВС LMA-PM-5 длиной 18 м и проходило через контроллер поляризации КП-2. ДВНД световода для быстрой и медленной осей составляла 1053,0 и 1051,9 нм соответственно. Излучение накачки ω_p , проходя через нелинейный световод, генерировало за счет процесса ЧВС стоксову ω_s и антистоксову ω_a волны. Антистоксова компонента ЧВС выводилась из резонатора через разветвитель WDM-2, а стоксова компонента запускалась обратно в световод LMA-PM-5 через входной разветвитель WDM-1. Таким образом, был реализован полностью волоконный генератор с кольцевым резонатором для стоксовой компоненты. Излучение накачки выводилось из резонатора через разветвители WDM-1 и WDM-2. Спектрально-селективные разветвители WDM-3 и WDM-4 применялись для фильтрации выходной излучения ВОПГ от накачки. Контроллер поляризации КП-2 использовался для подстройки состояния поляризации внутри резонатора. Потери на двух сварках ФКВС с волоконным световодом 1060-XP оптимизировались на длине волны 975 нм и составляли 20%. Дополнительный волоконный разветвитель ВР с коэффициентом деления 99:1 позволял следить за мощностью накачки, заводимой в резонатор ВОПГ, а также за распространяющимся в обратную сторону излучением (через порт В).

Схема установки рис. 85 использовалась в двух конфигурациях. Минимизировались потери для стоксовой компоненты на длине волны λ_s 1135 или 1205 нм, что позволяло генерировать антистоксово излучение на длинах волн λ_a 975 или 930 нм соответственно. Спектральные характеристики этих резонаторов показаны на рис. 86 а и б соответственно. Штриховыми линиями показаны спектральные потери за обход резонаторов, а сплошными – коэффициент пропускания излучения от выхода световода LMA-PM-5 до выходного порта А. В расчётах учитывались характеристики спектрально-селективных ответвителей и 10% потерь на каждой сварке ФКВС со световодом 1060-XP. Из рисунков видно, что минимальные потери в резонаторах достигают уровня 30%.

В качестве источника накачки ВОПГ, оптимизированного на 975 нм, использовался ИВЛ с кольцевым резонатором, генерирующий непрерывное неполяризованное излучение. Длина волны ИВЛ перестраивалась в области 1040-1070 нм, выходная мощность достигала 11 Вт. Изменение

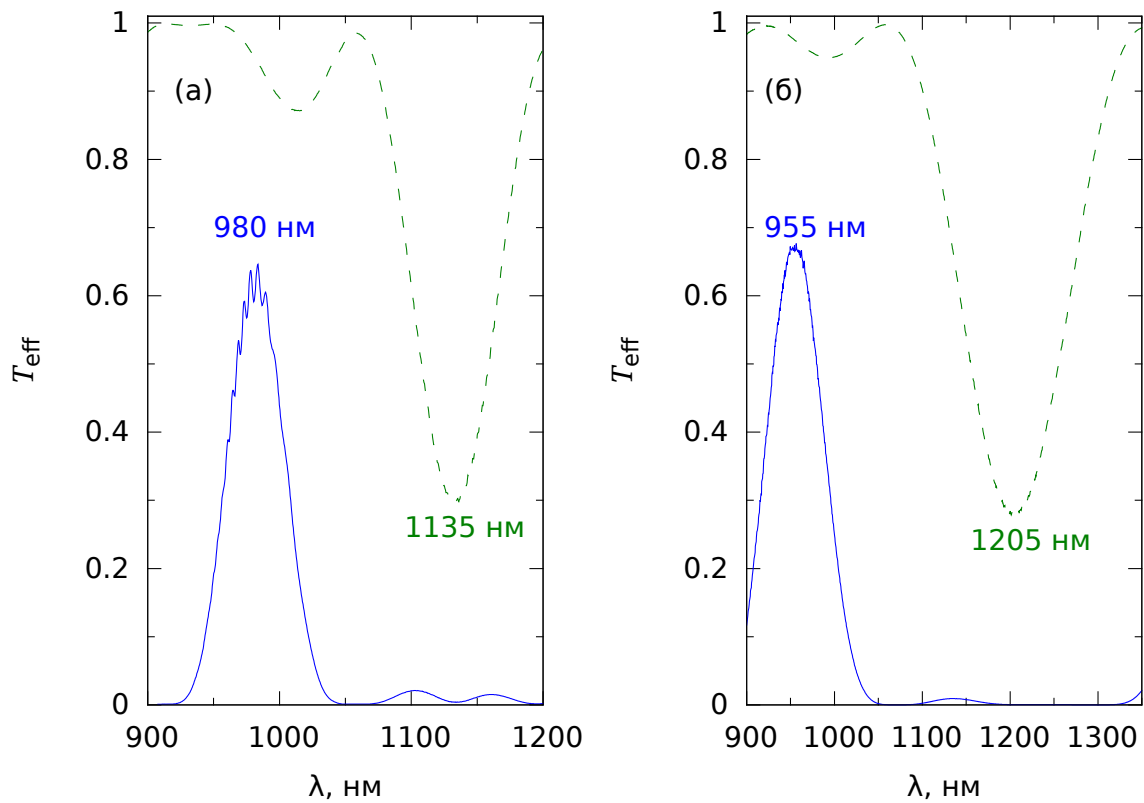


Рис. 86. Спектральные характеристики ВОПГ с генерацией в области: 975 (а) и 930 нм (б). Штриховой и сплошной линиями показаны потери за обход резонатора и коэффициент пропускания схемы от выхода ФКВС до выходного порта А соответственно.

рабочей длины волны лазера осуществлялось осевым сжатием ВБР. Было обнаружено, что ширина спектра генерации ИВЛ $\Delta\lambda_p$ произвольно меняется в диапазоне от 30 до 200 пм при перестройке ВБР с использованием имеющегося конструктива. Требуемое значение $\Delta\lambda_p$ достигалось путем повторяющейся подстройки брэгговской решетки вблизи рабочей длины волны.

В качестве источника накачки ВОПГ, оптимизированного на 930 нм, использовался ИВЛ с линейным резонатором из пары согласованных на длине волны 1048 нм ВБР. Каждая ВБР находилась в отдельном термостате, температуру которого можно было изменять, для достижения согласования или рассогласования их резонансных длин волн. Это позволяло контролировать ширину спектра потерь в резонаторе и линии генерации $\Delta\lambda_p$ лазера. Выходная мощность непрерывного неполяризованного излучения этого ИВЛ достигала 16 Вт.

5.5.2. Спектры генерации

Перестройка длины волны генерации ВОПГ на 975 нм осуществлялась за счет отстройки длины волны накачки λ_p в область положительной дисперсии волоконного световода. Положение параметрических резонансов можно рассчитать из условия фазового синхронизма по формуле (5.22) с учётом разложения (5.25). Следует учесть, что ФКВС LMA-PM-5 поддерживает две поляризационные моды, с разными длинами волн нулевой дисперсии. В расчётах использовались параметры световода из табл. 2, нелинейность $\gamma = 10 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ и мощность накачки $P_p(0) = 9 \text{ Вт}$, соответствующая условиям экспериментов. Результаты сравнения

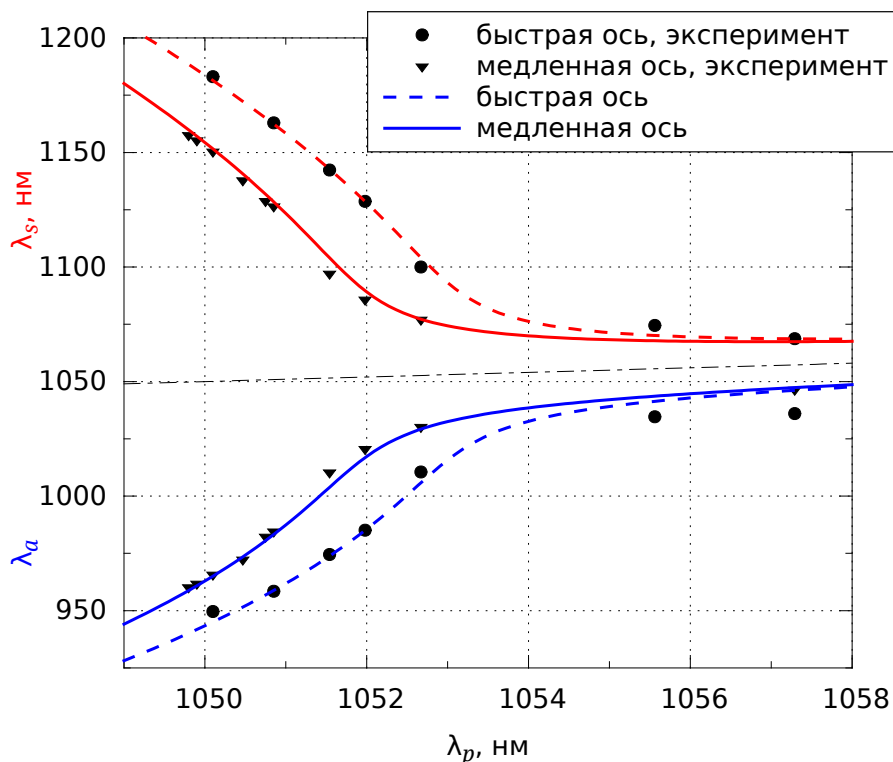


Рис. 87. Диаграммы скалярного фазового синхронизма в ФКВС LMA-PM-5. Точками показаны экспериментальные данные, а линиями – расчет.

измерений (точки) и расчёта (линии) диаграмм фазового синхронизма для двух поляризационных мод излучения накачки представлены на рис. 87. Видно, что теоретический расчет хорошо согласуется с экспериментом для всех длин волн, несмотря на то что параметрическая генерация в области более 1010 нм конкурирует с процессом ВКР.

На рис. 88 показаны спектры генерации ВОПГ на выходе порта Б

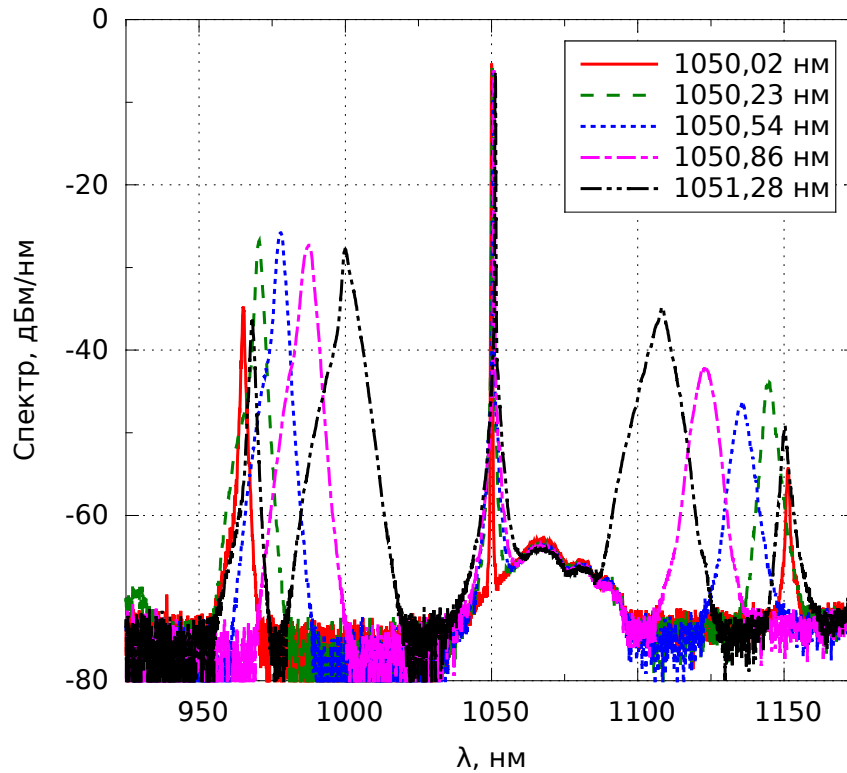


Рис. 88. Спектры ВОПГ, оптимизированного для генерации излучения 975 нм. В легенде указана текущее значение длины волны накачки λ_p .

при отстройке λ_p в область положительной дисперсии. Излучение поляризовано вдоль медленной оси световода. Для достижения максимальной выходной мощности подстройка поляризации в эксперименте осуществлялась при каждом изменении длины волны генерации. Спектральная ширина WDM-ов довольно большая (см. рис. 86 а), поэтому ширина линии генерации определяется ширинами фазового синхронизма и линии накачки. Из рис. 88 видно, что коротковолновый край области генерации антистоксовой компоненты находится вблизи длина волны 965 нм. Это объясняется тем, что резонаторные потери для стоковой волны начинают увеличиваться с ростом параметрических отстроек после 1135 нм из-за спектральных характеристик селективных ответвителей (штриховая кривая на рис. 86 а). Минимум пропускания WDM вблизи 1135 нм можно увидеть и в выходном спектре рис. 88 (кривая при $\lambda_p = 1050,54$ нм). При дальнейшем увеличении отстроек порог ВОПГ растёт, ограничивая область перестройки антистоксовой компоненты в коротковолновом диапазоне. Отметим, что параметрическая генерация не ограничена для малых параметрических отстроек. Однако спектры излучения с длиной

волны более 1010 нм здесь не приводятся, так как в этой области параметрическое усиление конкурирует с комбинационным усилением. Более того, полная ширина спектров на полувысоте превышает 7 нм из-за увеличения ширины фазового синхронизма. В экспериментах использовалась накачка с малой степенью поляризации, поэтому на рис. 88 можно заметить, что при накачке $\lambda_p = 1051,28$ нм кроме основного пика генерации с длиной волны 1000 нм наблюдается дополнительный в области 968 нм, соответствующий синхронизму вдоль быстрой оси световода. С увеличением отстройек дополнительный пик оказывается под порогом генерации.

В первом эксперименте длина волны накачки $\lambda_p \approx 1051$ нм поддерживалась вблизи ДВНД световода, чтобы обеспечить малые параметрические отстройки (до 25 ТГц) и уменьшить влияние флуктуаций дисперсии световода (неоднородности) на эффективность параметрического процесса. При этом был реализован ВОПГ с диапазоном перестройки от 950 до 1010 нм (см. рис. 87). Ширина линии генерации на длине волны 972 нм составляла величину 3,7 нм при накачке излучением с $\lambda_p = 1050,3$ нм и $P_p(0) = 9$ Вт. Отметим, что для многих практических применений необходима более узкая линия генерации, которую можно получить, поместив внутрь резонатора дополнительные селективные элементы. Так, авторы работы [292] уменьшили ширину спектра параметрической генерации до 400 кГц, используя два узкополосных фильтра. В работе [293] с помощью комбинации из трех фильтров получена ширина линии 1,5 кГц.

Аналогичные эксперименты проводились и с ВОПГ, резонатор которого оптимизирован для обеспечения минимума потерь стоксовой компоненты на длине волны 1205 нм (см. рис. 86 б). Порог генерации при этом оказался заметно выше, поэтому использовался лазер накачки с фиксированной длиной волны $\lambda_p = 1048$ нм. На рис. 89 представлен спектр генерации ВОПГ, измеренный из порта А. Длины волн стоксовой и антистоксовой компонент находятся вблизи 1200 и 931 нм, соответственно. Ширина линии антистоксова излучения составляет величину 1,5 нм при мощности излучения накачки на входе в ФКВС 13,5 Вт.

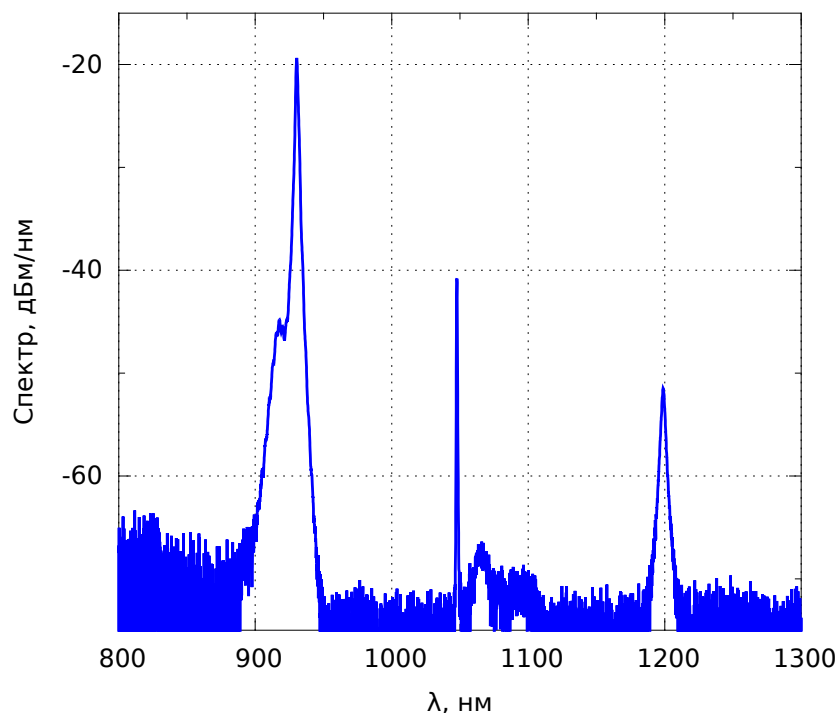


Рис. 89. Спектр ВОПГ на 930 нм (порт А) при мощности накачки 13,5 Вт на входе в ФКВС LMA-PM-5.

5.5.3. Временная динамика и мощность генерации ВОПГ

Временная динамика выходного излучения ВОПГ регистрировалась быстрым фотодетектором с шириной полосы более 1 ГГц и цифровым осциллографом (Tektronix TDS 3032B, 300 МГц). На рис. 90 показаны осциллограммы излучения накачки (порт В) и антистоксовой компоненты (порт А) для генерации вблизи 972 нм. Осциллограммы записаны для спектральной ширины накачки $\Delta\lambda_p = 150$ нм. Из рис. 90 видно, что генератор работает в непрерывном режиме. Излучение накачки флуктуирует во времени вблизи постоянного значения. Наблюдающийся стохастический шум связан с генерацией большого числа продольных мод ИВЛ, так как лазер накачки имеет конечную ширину линии, а также с шумами детектора, находящимися на уровне ± 3 мВ. Амплитуда стохастического шума усиливается при параметрическом преобразовании. Увеличение уровня флуктуаций может быть связано с флуктуациями поляризации излучения накачки.

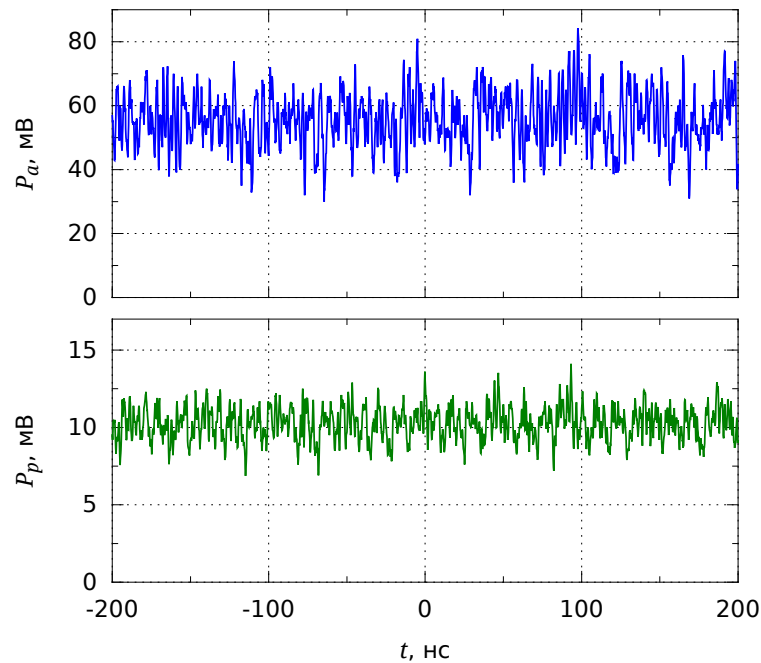


Рис. 90. Осциллограммы излучения параметрической генерации P_a и накачки P_p для ВОПГ на длине волны $\lambda_a = 972$ нм.

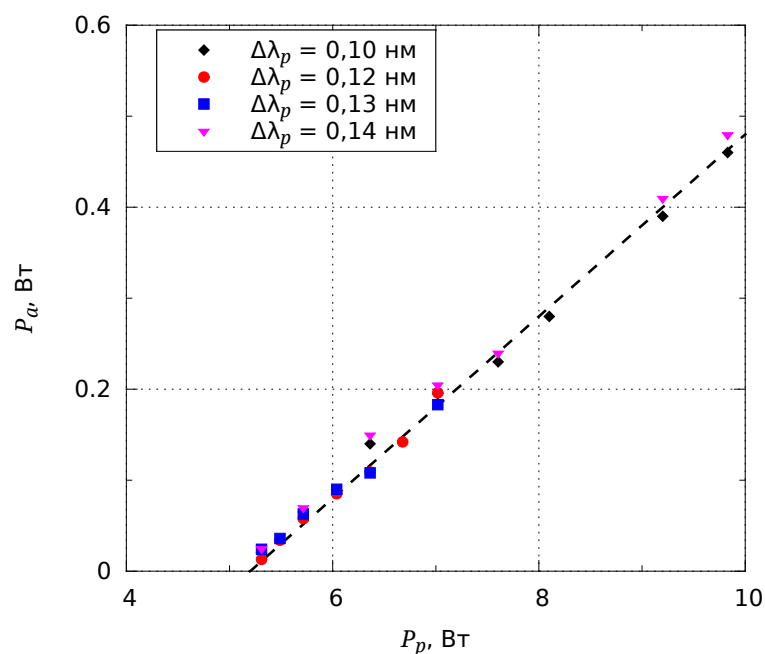


Рис. 91. Зависимость мощности генерации ВОПГ на длине волны 972 нм от мощности накачки на входе в ФКВС при $\Delta\lambda_p \geq 0,1$ нм. Точки соответствуют эксперименту, штриховая линия – подгонка экспериментальных данных линейной функцией.

Далее рассмотрим зависимость мощности генерации от уровня накачки. На рис. 91 построена зависимость мощности антистоксовой волны с $\lambda_a = 972$ нм (порт А) от мощности накачки на входе в LMA-PM-5 после учета 10%-ых потерь на сварку с входным торцом ФКВС. Измерения проводились для нескольких значений ширины линии накачки $\Delta\lambda_p$ в диапазоне от 0,1 до 0,14 нм. Видно, что дифференциальная эффективность ВОПГ и величина пороговой мощности практически не меняются для приведённых значений $\Delta\lambda_p$. Следовательно, не обязательно ещё сильнее сужать линию накачки для повышения эффективности генерации. Данный факт можно связать с тем, что уширение линии накачки ещё не приводит к значительному уширению спектра параметрического усиления (см. рис. 83 б).

Дифференциальная эффективность и мощность генерации ВОПГ достигали 10% и 460 мВт, соответственно. Наблюдающаяся в эксперименте пороговая мощность $P_p^{th} \approx 5,2$ Вт была больше величины 2,9 Вт, необходимой согласно формуле (5.12) для получения параметрического усиления 30% в световоде длиной $l_f = 18$ м. Данное отличие можно объяснить относительно низкой степенью поляризации излучения накачки, когда в параметрическом процессе участвует только часть накачки мощностью $\geq 0,5P_p(0)$. Кроме того, неоднородность волоконного световода также может вносить вклад в увеличение порога ВОПГ.

Для ВОПГ с генерацией в области 930 нм порог оказался ещё выше, поэтому для накачки использовался более мощный ИВЛ с линейным резонатором на основе брэгговских решёток. В схеме с согласованными ВБР ширина линии накачки, измеренная на выходе порта Б (см. рис. 85), достигала $\Delta\lambda_p = 0,4$ нм при выходной мощности ИВЛ 16 Вт. Параметрический процесс в данном случае также не наблюдался. Рост порога может объясняться сужением спектра параметрического усиления и увеличением влияния ширины линии накачки на величину интегрального усиления (см. рис. 83 а). Описанию спектра генерации ИВЛ посвящён параграф 2.1. Для сужения линии использовался метод сужения спектра потерь в резонаторе лазера. Рассогласование положений максимумов отражения ВБР, образующих резонатор ИВЛ и помещённых в термостаты, на 0,12 нм с помощью соответствующего изменения их температур

позволило уменьшить спектральную ширину линии до $\Delta\lambda_p = 0,16$ нм (порт Б) и получить параметрическую генерацию.

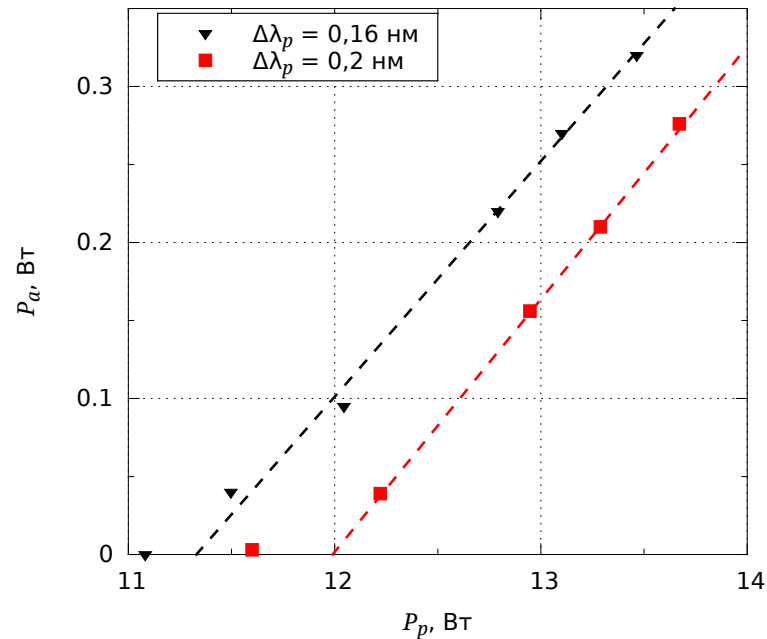


Рис. 92. Зависимость мощности параметрической генерации на длине волны 931 нм от мощности накачки, заводимой в световод LMA-PM-5, при $\Delta\lambda_p = 0,16$ нм (треугольники) и 0,2 нм (квадраты).

Рисунок 92 демонстрирует зависимость генерируемой мощности на длине волны 931 нм от мощности излучения накачки на входе в ФКВС для двух значений ширины линии накачки $\Delta\lambda_p = 0,16$ и 0,2 нм (треугольники и квадраты соответственно). Поскольку ширина спектра увеличивается с ростом выходной мощности, стабилизация ширины осуществлялась в каждой точке путём подстройки температуры плотной ВБР. Штриховые линии на рис. 92 показывают результат линейной аппроксимации экспериментальных данных.

Дифференциальная эффективность для двух значений $\Delta\lambda_p$ была примерно одинаковой и достигала 16%. Максимальная мощность генерации на длине волны 931 нм составила 320 мВт при ширине линии параметрической генерации 1,5 нм. Пороговая мощность ВОПГ на 930 нм ($P_p^{th} = 11,3$ Вт) возросла вдвое по сравнению с пороговой мощностью ВОПГ на 975 нм ($P_p^{th} = 5,2$ Вт) при одной и той же ширине линии накачки $\Delta\lambda_p = 0,15$ нм. Это объясняется уменьшением максимума интегрального по длине параметрического усиления из-за влияния ширины

спектра накачки $\Delta\lambda_p$ вблизи $\lambda_a = 930$ нм (см. рис. 83) и возможной продольной неоднородностью волоконного световода. Из рис. 92 также видно, что для больших параметрических отстроек необходимо оптимизировать ширину линии накачки, так как наблюдается заметный рост порога ВОПГ с 11,3 до 12 Вт с увеличением $\Delta\lambda_p$.

5.5.4. Перестраиваемый ВОПГ с накачкой поляризованным излучением

Линейно поляризованное излучение накачки генерировалось в схеме волоконного задающего генератора и усилителя мощности (МОРА – master oscillator power amplifier в англоязычной литературе), представленной на рис. 93. Излучение задающего лазера проходит поляризации-

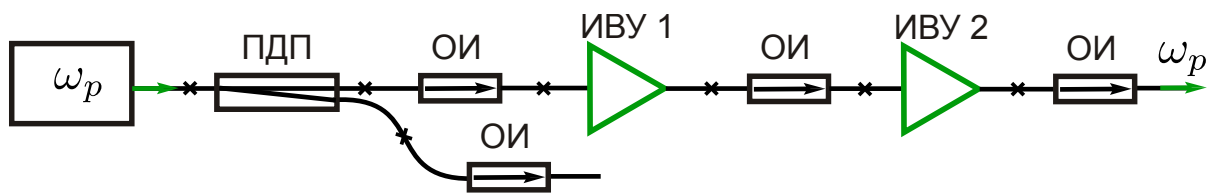


Рис. 93. Схема источника накачки с линейной поляризацией излучения. ОИ — оптические изоляторы, ИВУ — иттербиевые волоконные усилители, ПДП — поляризационный делитель пучков.

онный делитель пучков (ПДП), после которого одна из компонент проходит два каскада усиления (ИВУ 1,2). Для улучшения стабильности системы все элементы развязаны оптическими изоляторами (ОИ). Задающий осциллятор представляет собой использованный в предыдущих экспериментах кольцевой ИВЛ, генерирующий неполяризованное излучение с областью перестройки 1,04–1,07 мкм. Усилители на основе иттербиевых волоконных световодов с двойной оболочкой ИВУ 1 и ИВУ 2 изготовлены из компонентов с сохранением поляризации. Использование двух каскадов усиления продиктовано необходимостью сохранения стабильности генерируемого сигнала при увеличении выходной мощности. Оптические изоляторы ОИ защищают лазер накачки от паразитной обратной связи. При мощности задающего генератора 1,2 Вт на выходе кольцевого лазера после двух каскадов усиления генерируется поляри-

зованное излучение мощностью до 8 Вт на длине волны 1050 нм.

Схема ВОПГ показана на рис. 85. Поляризация излучения накачки ориентировалась вдоль одной из осей ФКВС при вращении контроллера поляризации КП1. В ходе эксперимента было обнаружено, что ширина линии накачки $\Delta\lambda_p$ сужается до 30-60 пм при перестройке в длинноволновую область спектра (разжимании ВБР перестраиваемого задающего лазера) и уширяется до 90-130 пм при перестройке в коротковолновую область (сжатии ВБР). Напомним, что данный эффект использовался ранее для изменения $\Delta\lambda_p$ в ВОПГ на 975 нм.

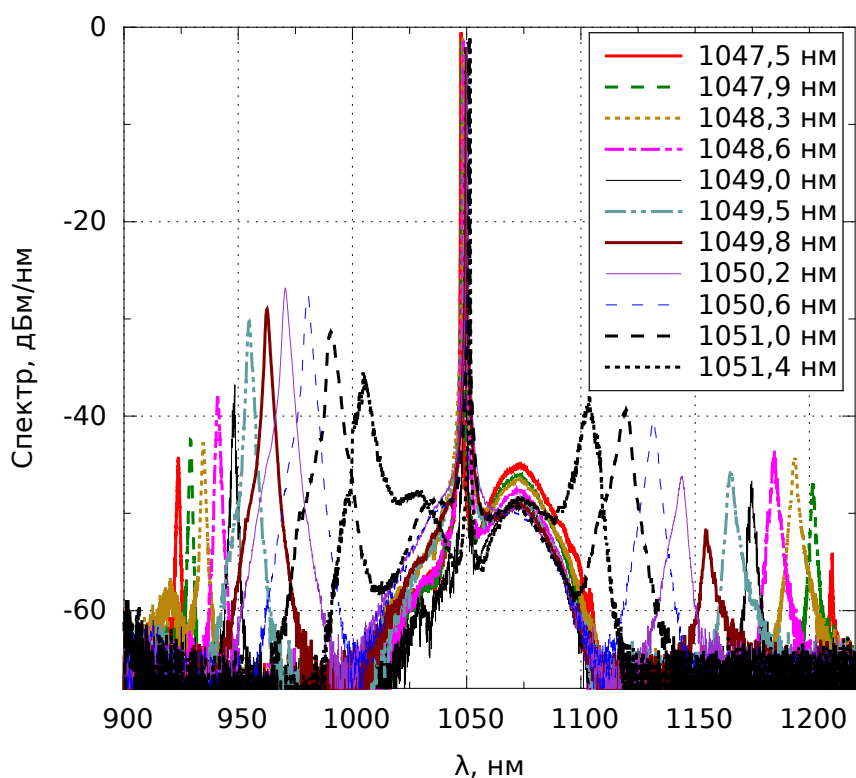


Рис. 94. Спектры ВОПГ с резонатором, оптимизированного для генерации излучения 930 нм. В легенде указана текущее значение длины волны накачки λ_p .

Спектры генерации ВОПГ (порт Б) при изменении длины волны накачки от 1047,5 до 1051,4 нм представлены на рис. 94. Порт Б использовался для удаления излучения накачки. В результате максимум графиков генерации антистоксовой волны смещён в длинноволновую область из-за аппаратной функции WDM. Излучение поляризовано вдоль медленной оси световода. Диапазон перестройки ВОПГ достиг 80 нм (от 923 до 1005 нм) при изменении λ_p всего на 4 нм. Величина параметрических отстроек достигала 38 ТГц. Ширина линии генерации определялась

шириной фазового синхронизма и уменьшалась от 5 до 0,7 нм при продвижении в коротковолновую область спектра. Генерация антистоксовой компоненты с длиной волны более 1005 нм в данной работе подробно не рассматривалась, так как ширина спектра генерации в этом случае превышала 5 нм.

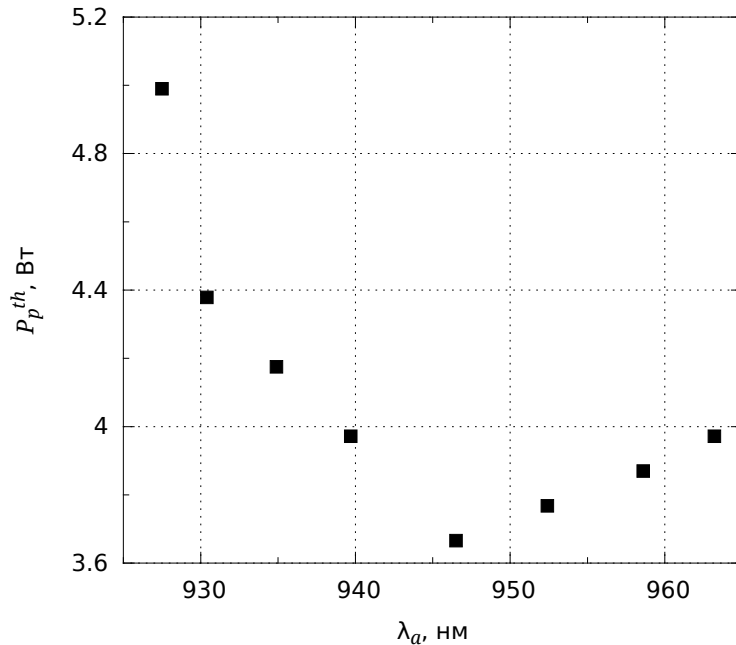


Рис. 95. Зависимость пороговой мощности ВОПГ от длины волны параметрической генерации.

На рис. 95 показана измеренная зависимость пороговой мощности ВОПГ от длины волны генерации. Резонатор ВОПГ оптимизирован для минимизации потерь при генерации антистоксовой компоненты с длиной волны 930 нм. Однако минимальная пороговая мощность накачки на рис. 95 близка к длине волны 946 нм. Такое несоответствие связано с увеличением порога ВОПГ при больших параметрических отстройках из-за неоднородности волоконного световода и достаточно широкого спектра накачки. Изменение положения контура параметрического усиления, которое можно связать с конечной шириной линии накачки, показано сплошной и штриховой линиями на рис. 83 а. Видно, что при сдвиге длины волны накачки на 0,1 нм графики усиления на длине волны 930 нм перестают перекрываться. Пересечение кривых на рис. 84, показанных точками и сплошной линией для ширины и сдвига контуров параметрического усиления соответственно, происходит вблизи 960 нм.

При движении в коротковолновую область, начиная с этой точки, становится заметным уменьшение максимума параметрического усиления из-за влияния конечной ширины линии накачки (для $\Delta\lambda_p \approx 0,1$ нм). В результате минимум порога оказался между точками минимума потерь (930 нм) и начала уменьшения параметрического усиления (960 нм).

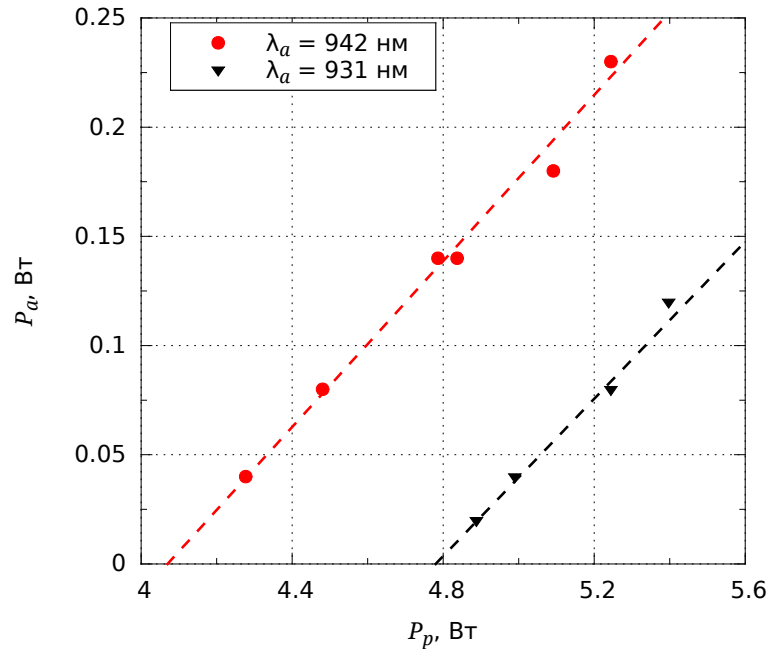


Рис. 96. Зависимости мощности генерации от мощности накачки с линейной поляризацией излучения для длин волн 931 и 942 нм (треугольники и кружки соответственно).

На рис. 96 показана экспериментальная зависимость мощности антистоксовой волны на выходе порта А от мощности накачки на входе в световод LMA-PM-5 для двух длин волн параметрической генерации 931 нм (треугольники) и 942 нм (кружки). Экспериментальные данные получены при ширине линии накачки $\Delta\lambda_p = 90$ нм. Эти графики также демонстрируют увеличение пороговой мощности при продвижении в коротковолновую область спектра. Внешняя дифференциальная эффективность ВОПГ на $\lambda_a = 931$ нм составила 18%, что сравнимо с величиной для неполяризованного излучения накачки на той же длине волны и в 2 раза больше, чем на $\lambda_a = 975$ нм. Мощность генерации достигала 230 мВт на длине волны 942 нм при ширине линии генерации 1 нм.

Из сравнения результатов, полученных с использованием неполяризованного и поляризованного излучения накачки (см. рис. 92 и 96 соот-

ответственно), видно, что дифференциальная эффективность ВОПГ практически одинакова. Порог генерации снижается примерно в два раза во втором случае, когда вся мощность накачки участвует в параметрическом преобразовании. Несмотря на то, что эксперимент проводился при разных значениях ширины линии накачки $\Delta\lambda_p$, влияние последней согласно рис. 92 не настолько велико, для обеспечения двукратного изменения пороговой мощности.

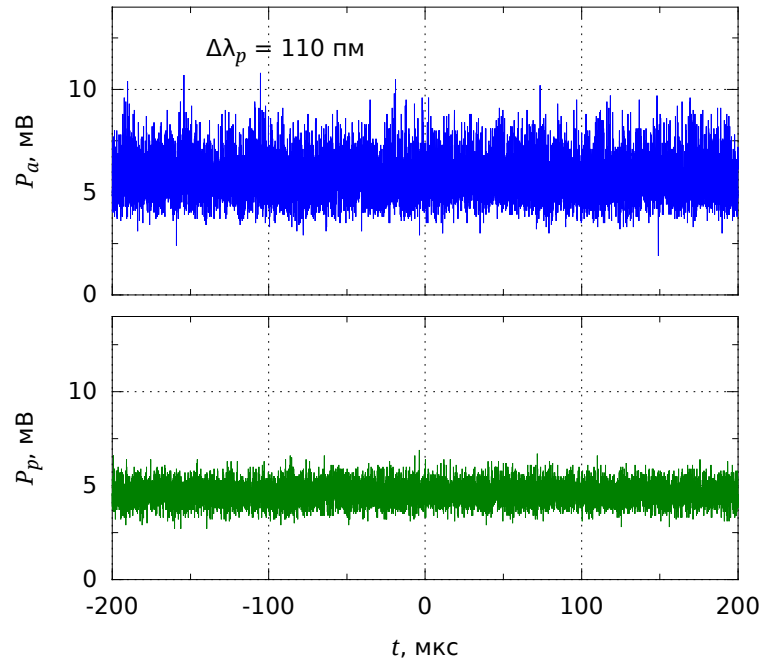


Рис. 97. Осциллограммы излучения параметрической генерации P_a и накачки P_p для ВОПГ на длине волны $\lambda_a = 936$ нм при ширине спектра накачки $\Delta\lambda_p = 110$ нм.

В заключение приведём временные зависимости мощности излучения параметрической генерации на длине волны $\lambda_a = 936$ нм и прошедшей через осциллятор накачки, зарегистрированные на выходе портов А и Б соответственно (см. рис. 97). Графики демонстрируют непрерывный режим генерации.

На рис. 92 было показано, что сужение линии излучения накачки приводит к росту генерируемой мощности. Однако сужение линии и увеличение мощности накачки может приводить к появлению вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. Далее приводится описание проявления нелинейных эффектов ВРМБ и ВКР при проведении экспериментов по параметрической генерации.

5.5.5. Влияние конкурирующих нелинейных эффектов

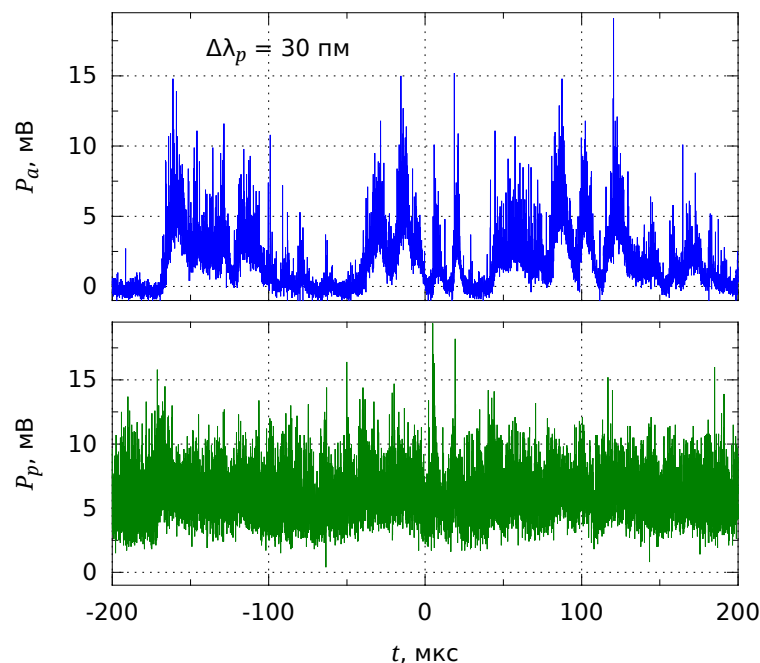


Рис. 98. Осциллограммы излучения параметрической генерации P_a и накачки P_p для ВОПГ на длине волны $\lambda_a = 936$ нм при ширине спектра накачки $\Delta\lambda_p \approx 30$ нм.

Для повышения эффективности параметрической генерации необходимо использовать узкополосное излучение накачки, чтобы сдвиг контуров усиления, связанный с различием частот отдельных спектральных компонент внутри линии накачки, не превышал ширины фазового синхронизма. Однако при сужении спектра накачки возникал нелинейный эффект ВРМБ. Режим генерации становился хаотическим по времени (см. рис. 98). Одновременно с этим в спектре излучения накачки, рассеянного в обратном направлении, наблюдалось смещение линии на ≈ 31 нм в длинноволновую область по сравнению излучением, идущим вперёд (см. рис. 99). Отметим, что на нижнем рисунке ширина спектра большей частью определяется вкладом аппаратной функции (около 24 нм) используемого анализатора оптических спектров. Смещение спектра сопровождалось резким ростом амплитуды излучения, рассеянного в обратном направлении, что также подтверждает проявление эффекта ВРМБ. Рассеяние возникало в резонаторном кольце ВОПГ. Обратная

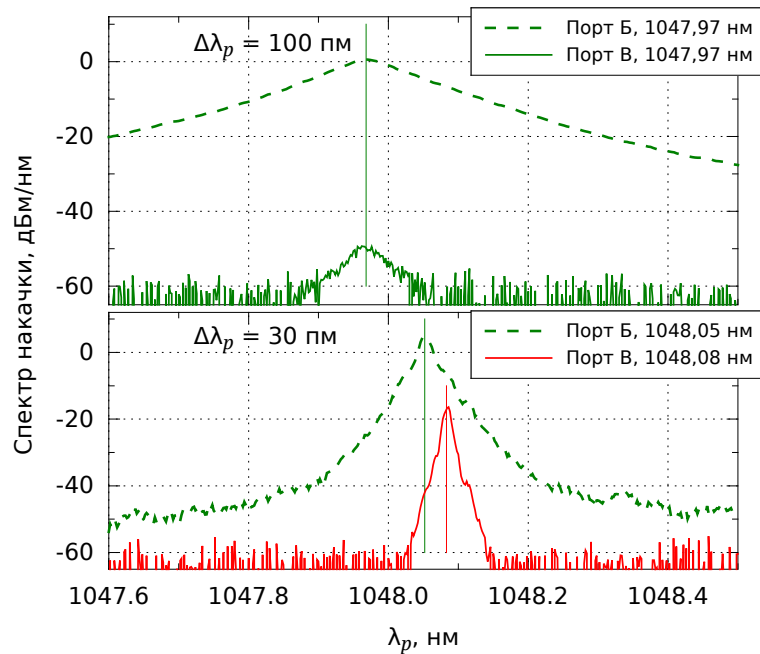


Рис. 99. Спектры излучения накачки, идущего в прямом направлении (на выходе порта Б) и в обратном (порт В) показаны штриховая и сплошной линиями соответственно. Ширина линии накачки составляли $\Delta\lambda_p \approx 100$ и 30 пм для верхнего и нижнего рисунков соответственно.

связь на лазер накачки была подавлена с помощью изоляторов ОИ (см. рис. 93). Из осциллограмм на рис. 98 видно, что в присутствии этого нелинейного эффекта излучение накачки и параметрической генерации хаотически менялось во времени. При этом их средние мощности в эксперименте уменьшались по сравнению со значениями в непрерывном режиме.

Стоит отметить, что из-за появления дополнительных спектральных компонент процесс ВРМБ препятствует уменьшению ширины линии накачки, необходимому для повышения эффективности непрерывной параметрической генерации с большими параметрическими отстройками. Однако его влияние можно подавить несколькими способами: с помощью тщательного контроля длины резонатора (метод подходит для кольцевых резонаторов длиной < 2 м) [294] или с помощью модуляции фазы волны накачки, которая применяется для одночастотного излучения (см., например, [75]). В импульсных ВОПГ уменьшают длительность излучения (менее 8 нс), чтобы процесс ВРМБ не успевал развиваться (см., например, [295, 296, 297, 73]).

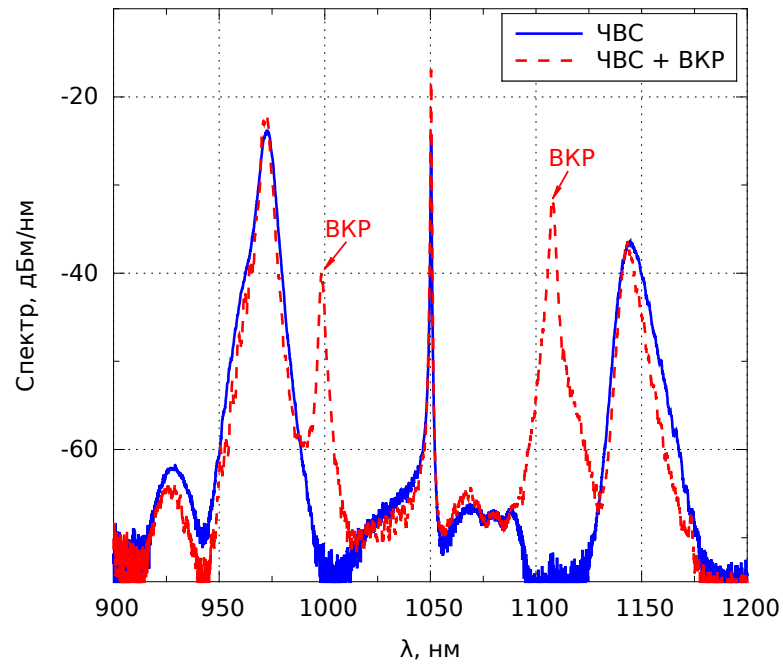


Рис. 100. Спектры генерации ВОПГ на 975 нм при разных настройках КП-1 и КП-2. Мощность накачки на входе в ФКВС 6 Вт.

Другим нелинейным эффектом, конкурирующим с параметрической генерацией в волоконном световоде, являлся процесс ВКР. На рис. 100 представлены спектры генерации ВОПГ на 975 нм, записанные с порта Б, при двух вариантах настройки контроллеров поляризации КП-1 и КП-2 (см. схему установки на рис. 85). Видно, что при определенной настройке в выходном спектре появляются составляющие, соответствующие стоксовой и антистоксовой компонентам ВКР (пунктирная линия). Следует отметить, что подавление процесса ВКР в резонаторе ВОПГ возможно также и при оптимизации спектральных характеристик селективных разветвителей. Так, потери в резонаторе для стоксовой волны ВКР вблизи 1110 нм были 47% и 85% для ВОПГ на 975 и 930 нм соответственно (см. рис. 86). В экспериментах с ВОПГ 930 нм конкуренции с ВКР процессом не наблюдались из-за больших потерь на длине волны ВКР-генерации.

Таким образом, продемонстрировано эффективное параметрическое преобразование частоты ИВЛ в область 0,92–1,01 мкм. Экспериментальные кривые синхронизма двулучепреломляющего ФКВС позволяют перестраивать выходное излучение до $\sim 0,75$ мкм, однако для получения генерации в этом диапазоне в схеме ВОПГ необходимо решить ряд проблем фундаментального характера.

Заключение

Приведем основные результаты работы:

1. Экспериментально показано, что спектр генерации непрерывного многомодового иттербиевого волоконного лазера (ИВЛ) с волоконными брэгговскими решётками (ВБР) имеет форму гиперболического секанса. Ширина линии пропорциональна ширине спектра отражения ВБР, длине резонатора, нелинейности световода и мощности генерации лазера. Экспериментальная форма спектра и линейный закон уширения хорошо описываются аналитической моделью, рассматривающей фазовую самомодуляцию из-за керровской нелинейности в пренебрежении дисперсией и приближении гауссовой статистики мод. Показано, что применимость теории ограничивается эффектами выжигания пространственных дыр инверсии при малых мощностях, когда в режиме незатухающих релаксационных колебаний наблюдается самосканирование частоты в пределах спектра отражения ВБР.
2. С помощью перестраиваемых ВБР продемонстрирована генерация ИВЛ с перестройкой длины волны более 45 нм около 1,08 мкм при уровне выходной мощности лазера около 5 Вт, который постоянен во всём диапазоне вследствие однородного насыщения усиления. Получена перестраиваемая генерация (50 нм около 1,3 мкм) в схеме фосфосиликатного ВКР-лазера с накачкой перестраиваемым ИВЛ.
3. Проведено сравнение формы спектра многомодовых иттербиевого и ВКР лазеров при ваттном уровне мощности. Показано, что наблюдаемые отличия обусловлены разным механизмом дефазировки мод. Для ИВЛ нелинейность мала и стохастизация происходит

на каждом обходе ВБР-резонатора. В случае ВКР-лазера нелинейный набег фазы больше единицы, и обратное время дефазировки мод пропорционально интенсивности излучения, кроме того, из-за большей длины резонатора становится важной дисперсия групповых скоростей. При этом, форма спектра ИВЛ и ВКР-лазера одинакова (гиперболический секанс), ширины отличаются более чем на порядок, а их зависимость от мощности – линейная и корневая соответственно. Реализована генерация в ультрадлинном ВКР-лазере (длиной до 270 км). Показано, что спектр такого лазера также имеет характерную форму с экспоненциальными крыльями.

4. Экспериментально продемонстрирована возможность эффективной генерации второй гармоники (ГВГ) случайно поляризованного излучения ИВЛ с плавной перестройкой в диапазоне более 40 нм. Получено увеличение мощности при внутррезонаторном удвоении частоты ИВЛ в 4-8 раз (в зависимости от длины волны) по сравнению с внerezонаторной однопроходной схемой ГВГ. Коэффициент увеличения ограничен ростом спектральных потерь в ВБР-резонаторе из-за уширения спектра генерации. Демонстрирована внутррезонаторная ГВГ на разных длинах волн в диапазоне 515–550 нм с уровнем мощности 400 мВт при мощности многомодовой диодной накачки ИВЛ до 20 Вт.
5. Показано, что эффективность ГВГ многочастотного излучения иттербиевого и ВКР лазеров выше, чем для одночастотного, если ширина линии генерации находится в пределах ширины синхронизма кристалла. На примере ИВЛ с линейно поляризованным излучением для кристаллов с первым (MgO:ppLN) и вторым (КТР) типами синхронизмов экспериментально показано, что статистическое увеличение эффективности преобразования во вторую гармонику для многочастотного излучения по сравнению с одночастотным составляет 1,5–1,65 раза, что близко к расчётному коэффициенту 2 для гауссовой статистики мод. Полученное отличие может быть объяснено частичной фазировкой мод, связанной с однородным характером насыщения усиления. На примере ГВГ случайно-

поляризованного излучения волоконного ВКР-лазера в кристалле MgO:ppLN показано, что при увеличении ширины спектра генерации за пределы области синхронизма кристалла (до трёх раз) квадратичный рост мощности ГВГ сменяется линейным. При этом основными являются процессы суммирования разных частот (мод) спектра генерации многочастотного лазера.

6. Построены экспериментальные кривые синхронизма двулучепреломляющего фотонно-кристаллического волоконного световода в области 0,75–1,6 мкм, получено аналитическое решение для положения частотных ветвей векторного фазового синхронизма при накачке вблизи длины волны нулевой дисперсии волоконного световода. Экспериментально реализован полностью волоконный оптический параметрический генератор (ВОПГ) в области менее 1 мкм с отстройкой частоты до 38 ТГц в коротковолновую область при накачке перестраиваемым ИВЛ. Продемонстрирована непрерывная генерация ВОПГ в области 0,92–1,01 мкм с дифференциальной эффективностью до 18% и выходной мощностью на уровне сотен милливатт.

Таким образом, поставленные во введении цели, в основном, достигнуты.

В заключение хотелось бы выразить искреннюю благодарность своему научному консультанту С.А. Бабину за всестороннюю поддержку при проведении работ, руководителю тематической группы нелинейной оптики Е.В. Подвилову за многочисленные консультации по описанию спектра генерации иттербиевого и ВКР лазеров, всем соавторам по работам: В.А. Акулову, Д.М. Афанасьеву, А.А. Власову, Е.А. Донцовой, А.В. Денисову, Е.А. Злобиной, А.Е. Исмагулову, И.А. Лобачу, В.К. Мезенцеву, И.Н. Немову, М.О. Политко, К.С. Распопину, М.А. Рыбакову, С.К. Турицыну, Д.С. Харенко, Д.В. Чуркину, J.D. Ania-Castañón, V. Karalekas, P. Harper, A.E. El-Taher, всем настоящим и бывшим сотрудникам лаборатории волоконной оптики ИАиЭ СО РАН за плодотворную атмосферу, сотрудникам компании “Инверсия” за помощь и советы при изготовлении различных деталей, а также участникам семинаров УНЦ “Квантовая оптика” за интерес к работе и полезные замечания.

Список литературы

- [1] *Digonnet M. J. F.*, Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers / Ed. by M. J. Digonnet. Optical Engineering Series. — Second edition. — New York: Marcel Dekker Inc., 2001. — 792 pp.
- [2] *Mears R. J., Reekie L., Jauncey I. M., Payne D. N.* High-gain rare-earth-doped fiber amplifier at 1.54 μm // Optical Fiber Communication. — Optical Society of America, 1987. — P. WI2.
- [3] *Meltz G., Morey W. W., Glenn W. H.* Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method // *Opt. Lett.* — 1989. — Vol. 14, no. 15. — Pp. 823–825.
- [4] *Курков А. С., Дуанов Е. М.* Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // *Квант. электроника.* — 2004. — Т. 34, № 10. — С. 881–900.
- [5] *Hanna D., Percival R., Perry I. et al.* An Ytterbium-doped monomode fibre laser: broadly tunable operation from 1.010 μm to 1.162 μm and three-level operation at 974 nm // *J. Mod. Opt.* — 1990. — Vol. 37, no. 4. — Pp. 517–525.
- [6] *Gapontsev V. P., Samartsev I. E., Zayats A. A., Loryan R. R.* Laser-diode pumped Yb-doped single-mode tunable fibre lasers // Conference on Advanced Solid State Lasers. — 1991. — Pp. 214–216. — Hilton Head, NC, Paper WC1-1.
- [7] *Pask H., Carman R., Hanna D. et al.* Ytterbium-doped silica fibre lasers: versatile sources for the 1-1.2 μm region // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 1995. — Vol. 1, no. 1. — Pp. 2–13. — Invited.

- [8] *Paschotta R., Nilsson J., Tropper A. C., Hanna D. C.* Ytterbium-doped fiber amplifiers // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1997. — Vol. 33, no. 7. — Pp. 1049–1056.
- [9] *Richardson D. J., Nilsson J., Clarkson W. A.* High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited] // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2010. — Vol. 27, no. 11. — Pp. B63–B92.
- [10] *М.А.Мелькумов, И.А.Буфетов, К.С.Кравцов и др.,* Сечения поглощения и вынужденного излучения ионов Yb^{3+} в силикатных световодах, легированных P_2O_5 и Al_2O_3 . № 5. — Москва: Препринт Научного Центра Волоконной Оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, 2004. — 57 с.
- [11] *Kurkov A., Dianov E., Paramonov V. et al.* Efficient Yb fiber laser at 980 nm pumped by the high-brightness semiconductor source // Conference on Lasers and Electro-Optics, 2001. CLEO'01. Technical Digest. / IEEE. — Vol. 1. — 2001. — Pp. 216–217.
- [12] *Selvas R., Sahu J. K., Fu L. B. et al.* High-power, low-noise, Yb-doped, cladding-pumped, three-level fiber sources at 980nm // *Opt. Lett.* — 2003. — Vol. 28, no. 13. — Pp. 1093–1095.
- [13] *Bouillet J., Zaouter Y., Desmarchelier R. et al.* High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser // *Opt. Express.* — 2008. — Vol. 16, no. 22. — Pp. 17891–17902.
- [14] *Roeser F., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A.* 94 W 980 nm high brightness Yb-doped fiber laser // *Opt. Express.* — 2008. — Vol. 16, no. 22. — Pp. 17310–17318.
- [15] *Грух Д. А., Курков А. С., Парамонов В. М., Дианов Е. М.* Влияние нагрева на оптические свойства легированных ионами Yb^{3+} волоконных световодов и лазеров на их основе // *Квант. электроника.* — 2004. — Т. 34, № 6. — С. 579–582.
- [16] *Shirakawa A., Olausson C. B., Chen M. et al.* Power-scalable photonic bandgap fiber sources with 167 W, 1178 nm and 14.5 W, 589 nm

radiations // Lasers, Sources and Related Photonic Devices. — Optical Society of America, 2010. — Pp. APDP6–3.

- [17] *Kurkov A.* Oscillation spectral range of Yb-doped fiber lasers // *Laser Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 4, no. 2. — Pp. 93–102.
- [18] *Snitzer E., Tumminelli R.* SiO₂-clad fibers with selectively volatilized soft-glass cores // *Opt. Lett.* — 1989. — Vol. 14, no. 14. — Pp. 757–759.
- [19] *Liem A., Limpert T., Zellmer H. et al.* 1.3 kW Yb-doped fiber laser with excellent beam quality // Conference on Lasers and Electro-Optics, 2004. (CLEO). / IEEE. — Vol. 2. — 2004. — Pp. 1067–1068. — San Francisco, CA.
- [20] *Gapontsev V., Gapontsev D., Platonov N. et al.* 2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction-limited brightness // Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, 2005. CLEO/Europe. 2005 / IEEE. — 2005. — P. 508.
- [21] *Jeong Y.-C., Boyland A. J., Sahu J. K. et al.* Multi-kilowatt single-mode Ytterbium-doped large-core fiber laser // *J. Opt. Soc. Korea.* — 2009. — Vol. 13, no. 4. — Pp. 416–422.
- [22] *Soh D. B. S., Codemard C., Sahu J. K. et al.* A 4.3 W 977 nm ytterbium-doped jacketed-air-clad fiber amplifier // Advanced Solid-State Photonics. — Optical Society of America, 2004. — P. MA3.
- [23] *Soh D. B. S., Codemard C., Wang S. et al.* A 980 nm Yb-doped fiber MOPA source and its frequency doubling // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 2004. — Vol. 16, no. 4. — Pp. 1032–1034.
- [24] *Laroche M., Bartolacci C., Cadier B. et al.* Generation of 520 mW pulsed blue light by frequency doubling of an all-fiberized 978 nm Yb-doped fiber laser source // *Opt. Lett.* — 2011. — Vol. 36, no. 19. — Pp. 3909–3911.
- [25] *Kurkov A. S., Medvedkov O. I., Paramonov V. M. et al.* High-power Yb-doped double-clad fiber lasers for a range of 0.98–1.04 μm // Op-

- tical Amplifiers and Their Applications. — Optical Society of America, 2001. — Pp. OWC2–3.
- [26] *Kurkov A. S., Paramonov V. M., Medvedkov O. I.* Ytterbium fiber laser emitting at 1160 nm // *Laser Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 3, no. 10. — Pp. 503–506.
- [27] *Peng X., Dong L.* Temperature dependence of ytterbium-doped fiber amplifiers // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2008. — Vol. 25, no. 1. — Pp. 126–130.
- [28] *Grubb S. G., Erdogan T., Mizrahi V. et al.* 1.3 μm cascaded Raman amplifier in germanosilicate fibers // *Optical Amplifiers and Their Applications.* — Optical Society of America, 1994. — P. PD3. — Breckenridge, Colorado.
- [29] *Grubb S. G., Strasser T., Cheung W. Y. et al.* High-power 1.48 μm cascaded Raman laser in germanosilicate fibers // *Optical Amplifiers and Their Applications.* — Optical Society of America, 1995. — P. SaA4. — Davos, Switzerland.
- [30] *Rulkov A. B., Popov S. V., Taylor J. R. et al.* Narrow-line 23W linearly polarized fiber Raman laser applied to frequency doubling to 589nm // *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies.* — Optical Society of America, 2006. — P. CThCC6.
- [31] *Feng Y., Taylor L., Calia D. B.* Multiwatts narrow linewidth fiber Raman amplifiers // *Opt. Express.* — 2008. — Vol. 16, no. 15. — Pp. 10927–10932.
- [32] *Shirakawa A., Maruyama H., Ueda K. et al.* High-power Yb-doped photonic bandgap fiber amplifier at 1150-1200 nm // *Opt. Express.* — 2009. — Vol. 17, no. 2. — Pp. 447–454.
- [33] *Nilsson J., Alavarez-Chavez J., Turner P. et al.* Widely tunable high-power diode-pumped double-clad Yb³⁺-doped fiber laser // *Advanced*

- Solid State Lasers. — Optical Society of America, 1999. — Pp. 147–149. — Paper WA2.
- [34] *Auerbach M., Wandt D., Fallnich C. et al.* High-power tunable narrow line width ytterbium-doped double-clad fiber laser // *Opt. Commun.* — 2001. — Vol. 195, no. 5–6. — Pp. 437–441.
- [35] *Auerbach M., Adel P., Wandt D. et al.* 10 W widely tunable narrow linewidth double-clad fiber ring laser // *Opt. Express.* — 2002. — Vol. 10, no. 2. — Pp. 139–144.
- [36] *Nilsson J., Clarkson W., Selvas R. et al.* High-power wavelength-tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers // *Opt. Fiber Technol.* — 2004. — Vol. 10, no. 1. — Pp. 5–30.
- [37] *Teodoro F. D., Hoffman P. R.* Tunable, linearly polarized, intrinsically single-mode fiber laser using a 40- μm core-diameter Yb-doped photonic-crystal fiber // *Opt. Commun.* — 2005. — Vol. 252, no. 1–3. — Pp. 111–116.
- [38] *Kashyap R.*, Fiber Bragg gratings. Optics and photonics. — Academic Press, 1999. — 458 pp.
- [39] *Othonos A., Kalli K.*, Fiber Bragg gratings: fundamentals and applications in telecommunications and sensing. Artech House optoelectronics library. — Artech House, 1999. — 422 pp.
- [40] *Васильев С. А., Медведков О. И., Королев И. Г. и др.* Волоконные решетки показателя преломления и их применения // *Квант. электроника.* — 2005. — Т. 35, № 12. — С. 1085–1103.
- [41] *Кульчин Ю. Н.*, Распределенные волоконно-оптические измерительные системы. — Москва: Физматлит, 2001. — 272 с.
- [42] *Masuda Y., Nakamura M., Komatsu C. et al.* Wavelength evolution of fiber Bragg gratings fabricated from hydrogen-loaded optical fiber during annealing // *J. Lightwave Technol.* — 2004. — Vol. 22, no. 3. — Pp. 934–941.

- [43] *Ball G. A., Morey W. W.* Compression-tuned single-frequency Bragg grating fiber laser // *Opt. Lett.* — 1994. — Vol. 19, no. 23. — Pp. 1979–1981.
- [44] *Mokhtar M., Goh C., Butler S. A. et al.* Fibre Bragg grating compression-tuned over 110 nm // *Electron. Lett.* — 2003. — Vol. 39, no. 6. — Pp. 509–511.
- [45] *Jeong Y., Alegria C., Sahu J. et al.* A 43-W C-band tunable narrow-linewidth erbium-ytterbium codoped large-core fiber laser // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 2004. — Vol. 16, no. 3. — Pp. 756–758.
- [46] *Fu L., Ibsen M., Richardson D. et al.* Compact high-power tunable three-level operation of double cladding Nd-doped fiber laser // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 2005. — Vol. 17, no. 2. — Pp. 306–308.
- [47] *Duarte F. J.*, Dye laser principles: with applications / Ed. by F. J. Duarte, L. W. Hillman. Quantum electronics—principles and applications. — Academic Press, 1990. — 456 pp.
- [48] *Duarte F.*, Tunable Laser Applications. Optical Science and Engineering. — Second edition. — Taylor & Francis, 2010. — 480 pp.
- [49] *Travers J. C., Rulkov A. B., Cumberland B. A. et al.* Visible supercontinuum generation in photonic crystal fibers with a 400W continuous wave fiber laser // *Opt. Express.* — 2008. — Vol. 16, no. 19. — Pp. 14435–14447.
- [50] *Thompson R., Tu M., Aveline D. et al.* High power single frequency 780nm laser source generated from frequency doubling of a seeded fiber amplifier in a cascade of PPLN crystals // *Opt. Express.* — 2003. — Vol. 11, no. 14. — Pp. 1709–1713.
- [51] *Georgiev D., Gapontsev V. P., Dronov A. G. et al.* Watts-level frequency doubling of a narrow line linearly polarized Raman fiber laser to 589 nm // *Opt. Express.* — 2005. — Vol. 13, no. 18. — Pp. 6772–6776.

- [52] *Sinha S., Langrock C., Digonnet M. J. et al.* Efficient yellow-light generation by frequency doubling a narrow-linewidth 1150 nm ytterbium fiber oscillator // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31, no. 3. — Pp. 347–349.
- [53] *Kontur F. J., Dajani I., Lu Y., Knize R. J.* Frequency-doubling of a CW fiber laser using PPKTP, PPMgSLT, and PPMgLN // *Opt. Express.* — 2007. — Vol. 15, no. 20. — Pp. 12882–12889.
- [54] *Samanta G. K., Kumar S. C., Mathew M. et al.* High-power, continuous-wave, second-harmonic generation at 532 nm in periodically poled KTiOPO_4 // *Opt. Lett.* — 2008. — Vol. 33, no. 24. — Pp. 2955–2957.
- [55] *Markert F., Scheid M., Kolbe D., Walz J.* 4W continuous-wave narrow-linewidth tunable solid-state laser source at 546nm by externally frequency doubling a ytterbium-doped single-mode fiber laser system // *Opt. Express.* — 2007. — Vol. 15, no. 22. — Pp. 14476–14481.
- [56] *Herskind P., Lindballe J., Clausen C. et al.* Second-harmonic generation of light at 544 and 272 nm from an ytterbium-doped distributed-feedback fiber laser // *Opt. Lett.* — 2007. — Vol. 32, no. 3. — Pp. 268–270.
- [57] *Kim J.-I., Meschede D.* Continuous-wave coherent ultraviolet source at 326 nm based on frequency tripling of fiber amplifiers // *Opt. Express.* — 2008. — Vol. 16, no. 14. — Pp. 10803–10808.
- [58] *Uetake S., Yamaguchi A., Kato S., Takahashi Y.* High power narrow linewidth laser at 556 nm for magneto-optical trapping of ytterbium // *Appl. Phys. B.* — 2008. — Vol. 92, no. 1. — Pp. 33–35.
- [59] *Kringlebotn J. T., Archambault J.-L., Reekie L., Payne D. N.* $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ -codoped fiber distributed-feedback laser // *Opt. Lett.* — 1994. — Vol. 19, no. 24. — Pp. 2101–2103.
- [60] *Asseh A., Storoy H., Kringlebotn J. et al.* 10 cm Yb^{3+} DFB fibre laser with permanent phase shifted grating // *Electron. Lett.* — 1995. — Vol. 31, no. 12. — Pp. 969–970.

- [61] *Jeong Y., Nilsson J., Sahu J. K. et al.* Single-frequency, polarized ytterbium-doped fiber MOPA source with 264 W output power // Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference and Photonic Applications Systems Technologies. — Vol. 2. — Optical Society of America, 2004. — Pp. 1065–1066. — San Francisco, CA, Paper CPDD1.
- [62] *Jeong Y., Nilsson J., Sahu J. K. et al.* Single-frequency, single-mode, plane-polarized ytterbium-doped fiber master oscillator power amplifier source with 264 W of output power // *Opt. Lett.* — 2005. — Vol. 30, no. 5. — Pp. 459–461.
- [63] *Цернике Ф., Мидвинтер Д.*, Прикладная нелинейная оптика. — Москва: Мир, 1976. — 262 с.
- [64] *Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В.*, Прикладная нелинейная оптика: генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света. — Второе изд. — М.: Физматлит, 2004. — 512 с.
- [65] *Feng Y., Huang S., Shirakawa A., Ueda K.* Multiple-color cw visible lasers by frequency sum-mixing in a cascading Raman fiber laser // *Opt. Express.* — 2004. — Vol. 12, no. 9. — Pp. 1843–1847.
- [66] *Feng Y., Huang S., Shirakawa A., Ueda K.-I.* 589 nm light source based on Raman fiber laser // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 2004. — Vol. 43, no. 6. — Pp. L722–L724.
- [67] *Samanta G. K., Kumar S. C., Das R., Ebrahim-Zadeh M.* Continuous-wave optical parametric oscillator pumped by a fiber laser green source at 532 nm // *Opt. Lett.* — 2009. — Vol. 34, no. 15. — Pp. 2255–2257.
- [68] *Marhic M. E.*, Fiber Optical Parametric Amplifiers, Oscillators and Related Devices. — Cambridge University Press, 2008. — 378 pp.
- [69] *Kazansky P. G., Pruneri V.* Electric-field poling of quasi-phase-matched optical fibers // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1997. — Vol. 14, no. 11. — Pp. 3170–3179.

- [70] *Stolen R. H., Bjorkholm J. E., Ashkin A.* Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides // *Appl. Phys. Lett.* — 1974. — Vol. 24, no. 7. — Pp. 308–310.
- [71] *Stolen R. H.* Phase-matched-stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1975. — Vol. 11, no. 3. — Pp. 100–103.
- [72] *Agrawal G. P.*, *Nonlinear Fiber Optics. Optics and Photonics.* — Third edition. — San Diego: Academic Press, 2001. — 467 pp.
- [73] *Jauregui C., Steinmetz A., Limpert J., Tünnermann A.* High-power efficient generation of visible and mid-infrared radiation exploiting four-wave-mixing in optical fibers // *Opt. Express.* — 2012. — Vol. 20, no. 22. — Pp. 24957–24965.
- [74] *Malik R., Marhic M.* Narrow-linewidth tunable continuous-wave fiber optical parametric oscillator with 1 W output power // 36th European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC), 2010. — 2010. — P. Th.10.C.5.
- [75] *Xu Y. Q., Murdoch S. G., Leonhardt R., Harvey J. D.* Raman-assisted continuous-wave tunable all-fiber optical parametric oscillator // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2009. — Vol. 26, no. 7. — Pp. 1351–1356.
- [76] *Andersen T., Hilligsøe K., Nielsen C. et al.* Continuous-wave wavelength conversion in a photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths // *Opt. Express.* — 2004. — Vol. 12, no. 17. — Pp. 4113–4122.
- [77] *Яценко Ю. П., Левченко А. Е., Прямыков А. Д. и др.* Четырехволновое смешение в двухслойных микроструктурированных световодах // *Квант. электроника.* — 2005. — Т. 35, № 8. — С. 715–719.
- [78] *Hildebrandt M., Frede M., Kracht D.* Narrow-linewidth ytterbium-doped fiber amplifier system with 45 nm tuning range and 133 W of output power // *Opt. Lett.* — 2007. — Vol. 32, no. 16. — Pp. 2345–2347.

- [79] *Kuznetsov M. S., Antipov O. L., Fotiadi A. A., Mégret P.* Electronic and thermal refractive index changes in Ytterbium-doped fiber amplifiers // *Opt. Express.* — 2013. — Vol. 21, no. 19. — Pp. 22374–22388.
- [80] *Asaumi K.* Fundamental walkoff-compensated type II second-harmonic generation in KTiOPO_4 and LiB_3O_5 // *Appl. Opt.* — 1998. — Vol. 37, no. 3. — Pp. 555–560.
- [81] *Canagasabey A., Corbari C., Gladyshev A. V. et al.* High-average-power second-harmonic generation from periodically poled silica fibers // *Opt. Lett.* — 2009. — Vol. 34, no. 16. — Pp. 2483–2485.
- [82] *Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I., Podivilov E. V.* Homogeneous Raman gain saturation at high pump and Stokes powers // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2006. — Vol. 23, no. 8. — Pp. 1524–1530.
- [83] *Babin S. A., Kablukov S. I., Vlasov A. A.* Tunable fiber Bragg gratings for application in tunable fiber lasers // *Laser Phys.* — 2007. — Vol. 17, no. 11. — Pp. 1323–1326.
- [84] *Kablukov S. I., Zlobina E. A., Podivilov E. V., Babin S. A.* Output spectrum of Yb-doped fiber lasers // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 13. — Pp. 2508–2510.
- [85] *Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., Babin S. A.* Broad-range self-sweeping of a narrow-line self-pulsing Yb-doped fiber laser // *Opt. Express.* — 2011. — Vol. 19, no. 18. — Pp. 17632–17640.
- [86] *Akulov V. A., Afanasiev D. M., Babin S. A. et al.* Frequency tuning and doubling in Yb-doped fiber lasers // *Laser Phys.* — 2007. — Vol. 17, no. 2. — Pp. 124–129.
- [87] *Донцова Е. И., Каблукое С. И., Бабин С. А.* Волоконный иттербиевый лазер с перестройкой длины волны в диапазоне 1017 – 1040 нм и генерацией второй гармоники // *Квант. электроника.* — 2013. — Т. 43, № 5. — С. 467–471.
- [88] *Политко М. О., Каблукое С. И., Немов И. Н., Бабин С. А.* Эффективность генерации второй гармоники многочастотного излу-

- чения волоконного иттербиевого лазера // *Квант. электроника*. — 2013. — Т. 43, № 2. — С. 99–102.
- [89] *Akulov V. A., Babin S. A., Kablukov S. I., Vlasov A. A.* Fiber lasers with a tunable green output // *Laser Phys.* — 2008. — Vol. 18, no. 11. — Pp. 1225–1229.
- [90] *Akulov V. A., Babin S. A., Kablukov S. I., Raspopin K. S.* Intracavity frequency doubling of Yb-doped fiber laser with 540–550 nm tuning // *Laser Phys.* — 2011. — Vol. 21, no. 5. — Pp. 935–939.
- [91] *Акулов В. А., Каблуков С. И., Бабин С. А.* Удвоение частоты излучения перестраиваемого иттербиевого волоконного лазера в кристаллах КТР с синхронизмом в плоскостях XY и YZ // *Квант. электроника*. — 2012. — Т. 42, № 2. — С. 120–124.
- [92] *Акулов В. А., Каблуков С. И.* Перестройка и удвоение частоты генерации волоконных лазеров // *Автометрия*. — 2013. — Т. 49, № 4. — С. 30–52.
- [93] *Kablukov S. I., Dontsova E. I., Akulov V. A. et al.* Frequency doubling of Yb-doped fiber laser to 515 nm // *Laser Phys.* — 2010. — Vol. 20, no. 2. — Pp. 360–364.
- [94] *Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.* Spectral broadening in Raman fiber lasers // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31, no. 20. — Pp. 3007–3009.
- [95] *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.
- [96] *Turitsyn S. K., Ania-Castañón J. D., Babin S. A. et al.* 270-km ultra-long Raman fiber laser // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103, no. 13. — P. 133901.
- [97] *Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I. et al.* All-fiber widely tunable Raman fiber laser with controlled output spectrum // *Opt. Express.* — 2007. — Vol. 15, no. 13. — Pp. 8438–8443.

- [98] *Kablukov S. I., Babin S. A., Churkin D. V. et al.* Frequency doubling of a broadband Raman fiber laser to 655 nm // *Opt. Express.* — 2009. — Vol. 17, no. 8. — Pp. 5980–5986.
- [99] *Kablukov S. I., Babin S. A., Churkin D. V. et al.* Frequency doubling of a Raman fiber laser // *Laser Phys.* — 2010. — Vol. 20, no. 2. — Pp. 365–371.
- [100] *Zlobina E. A., Kablukov S. I., Babin S. A.* Phase matching for parametric generation in polarization maintaining photonic crystal fiber pumped by tunable Yb-doped fiber laser // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2012. — Vol. 29, no. 8. — Pp. 1959–1967.
- [101] *Zlobina E. A., Kablukov S. I., Babin S. A.* Tunable CW all-fiber optical parametric oscillator operating below 1 μm // *Opt. Express.* — 2013. — Vol. 21, no. 6. — Pp. 6777–6782.
- [102] *Злобина Е. А., Каблукое С. И.* Оптические параметрические генераторы на основе волоконных световодов // *Автометрия.* — 2013. — Т. 49, № 4. — С. 53–78.
- [103] *Babin S., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.* Mechanisms of spectral broadening in Raman fiber lasers // European Conference on Optical Communications, 2006. ECOC 2006. — 2006. — Pp. 1–2. — Cannes, France.
- [104] *Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I., Podivilov E. V.* Examination of the hole burning in Raman gain spectra at high pump and signal powers // Optical Amplifiers and Their Applications/Coherent Optical Technologies and Applications. — Optical Society of America, 2006. — P. JWB37. — June 25, 2006, Whistler, Canada.
- [105] *Akulov V. A., Afanasiev D. M., Babin S. A. et al.* Tunable green Yb-doped fiber laser // Advanced Solid-State Photonics. — Optical Society of America, 2007. — P. MB22. — January 28, 2007, Vancouver, Canada.
- [106] *Babin S., Churkin D., Ismagulov A. et al.* All-fiber widely tunable Raman fiber laser with controlled output spectrum // CLEO/Europe

and IQEC 2007 Conference Digest. — OSA, 2007. — P. CJ7_2. — June 17, 2007, Munich, Germany.

- [107] *Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.* Turbulent broadening of a Raman fiber laser spectrum // Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference. — OSA, 2007. — P. JWA11. — March 25, 2007, Anaheim, California.
- [108] *Akulov V. A., Babin S. A., Churkin D. V. et al.* New operation modes of high-power Yb-doped fiber lasers // Proc. ICMAR XIII (Novosibirsk, Russia, February 5–10, 2007), part II. — 2007. — Pp. 13–18.
- [109] *Akulov V. A., Afanasiev D. M., Babin S. A. et al.* Yb-doped fiber laser with tunable FBG // Laser Optics 2006: Solid State Lasers and Nonlinear Frequency Conversion / Ed. by V. I. Ustugov. — Vol. 6610. — SPIE, 2007. — Pp. 66100C–8. — 2006, St. Petersburg.
- [110] *Akulov V. A., Babin S. A., Churkin D. V. et al.* Powerful green Yb-doped fiber laser // International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2007: Advanced Lasers and Systems / Ed. by V. A. Orlovich, V. Panchenko, I. A. Scherbakov. — Vol. 6731 of *Proc. SPIE*. — SPIE, 2007. — Pp. 67310L–6. — May 28, 2007, Minsk, Belarus.
- [111] *Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.* Role of nonlinear effects in Raman fiber laser spectral broadening // Laser Optics 2006: Diode Lasers and Telecommunication Systems / Ed. by N. N. Rosanov. — Vol. 6612 of *Proc. SPIE*. — SPIE, 2007. — Pp. 661206–12. — 2006, St. Petersburg.
- [112] *Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I., Podivilov E. V.* Homogeneous Raman gain saturation at high pump and Stokes powers in a phosphosilicate fiber // Laser Optics 2006: Diode Lasers and Telecommunication Systems / Ed. by N. N. Rosanov. — Vol. 6612. — SPIE, 2007. — Pp. 661204–11. — 2006, St. Petersburg.
- [113] *Karalekas V., Kablukov S., Harper P. et al.* 165 km ultra-long Raman fibre laser in the C-band // 34th European Conference on Optical

Communication, 2008. ECOC 2008. — 2008. — Pp. 1–2. — 21-25 Sept. 2008, Brussels, Belgium.

- [114] *Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.* Turbulent square-root broadening of fiber lasers output spectrum // Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference. — Optical Society of America, 2008. — P. JWA20. — February 24-28, 2008, San Diego, California United States.
- [115] *Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., Babin S. A.* All-fiber broad-range self-sweeping Yb-doped fiber laser // Fiber Lasers IX: Technology, Systems, and Applications / Ed. by E. C. Honea, S. T. Hendow. — Vol. 8237 of *Proc. SPIE*. — SPIE, 2012. — Pp. 82371C–7. — 23-26 January, San Francisco, California, USA.
- [116] *Kablukov S. I., Zlobina E. A., Podivilov E. V., Babin S. A.* Modeling and measurement of Ytterbium fiber laser generation spectrum // Laser Sources and Applications / Ed. by T. Graf, J. I. Mackenzie, H. Jelinková, J. Powell. — Vol. 8433 of *Proc. SPIE*. — 2012. — Pp. 843305–9. — 17-19 April, Brussels, Belgium.
- [117] *Zlobina E. A., Kablukov S. I., Babin S. A.* CW parametric generation in polarization maintaining PCF pumped by Yb-doped fiber laser // Microstructured and Specialty Optical Fibres / Ed. by K. Kalli, A. Mendez; SPIE; Brussels Photon Team (B-PHOT); Brussels-Capital Reg; Fonds Wetenschappelijk Onderzoek (FWO); Int Commiss Opt (ICO); Ville Bruxelles. — Vol. 8426 of *Proc. SPIE*. — 2012. — Pp. 842613–12. — 17-19 April, Brussels, Belgium.
- [118] Tunable Laser Applications, Second Edition / Ed. by F. Duarte. Optical Science and Engineering. — Second edition. — New York: CRC Press, 2009. — 447 pp.
- [119] *Telford W. G.* Chapter 15 - lasers in flow cytometry // Recent Advances in Cytometry, Part A Instrumentation, Methods / Ed. by Z. Darzynkiewicz, E. Holden, A. Orfao et al. — Academic Press, 2011. — Vol. 102 of *Methods in Cell Biology*. — Pp. 373–409.

- [120] *Snyder A. W.* Coupled-mode theory for optical fibers // *J. Opt. Soc. Am.* — 1972. — Vol. 62, no. 11. — Pp. 1267–1277.
- [121] *McIntyre P. D., Snyder A. W.* Power transfer between optical fibers // *J. Opt. Soc. Am.* — 1973. — Vol. 63, no. 12. — Pp. 1518–1527.
- [122] *Shen D. Y., Pearson L., Wang P. et al.* Broadband Tm-doped super-fluorescent fiber source with 11 W single-ended output power // *Opt. Express.* — 2008. — Vol. 16, no. 15. — Pp. 11021–11026.
- [123] *Liu A., Ueda K.* The absorption characteristics of circular, offset, and rectangular double-clad fibers // *Opt. Commun.* — 1996. — Vol. 132, no. 5–6. — Pp. 511–518.
- [124] *Kurkov A. S., Laptev A. Y., Dianov E. M. et al.* Yb³⁺-doped double-clad fibers and lasers // *Advances in Fiber Optics* / Ed. by E. M. Dianov. — Vol. 4083 of *Proc. SPIE.* — 2000. — Pp. 118–126. — March 01, 2000, Moscow, Russia.
- [125] *Gonthier F., Martineau L., Azami N. et al.* High-power All-Fiber components: the missing link for high-power fiber lasers // *Fiber Lasers: Technology, Systems, and Applications* / Ed. by L. N. Durvasula. — Vol. 5335 of *Proc. SPIE.* — 2004. — Pp. 266–276. — January 25, 2004, San Jose, Ca.
- [126] *Grudin A. B., Payne D. N., Turner P. W. et al.* An optical fiber arrangement. — 2000. — International patent WO 00/67350, priority date 30.04/1999.
- [127] *Codemard C., Yla-Jarkko K., Singleton J. et al.* Low noise, intelligent cladding pumped L-band EDFA // 28th European Conference on Optical Communication, 2002. — Vol. 5. — 2002. — P. PD1.6. — Copenhagen, Denmark.
- [128] *Буфетов И., Бубнов М. М., Мелькумов М. А. и др.* Волоконные Yb-, Er–Yb- и Nd-лазеры на световодах с многоэлементной первой оболочкой // *Квант. электроника.* — 2005. — Т. 35, № 4. — С. 328–334.

- [129] *Barnard C., Myslinski P., Chrostowski J., Kavehrad M.* Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1994. — Vol. 30, no. 8. — Pp. 1817–1830.
- [130] *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.
- [131] *Jain R. K., Lin C., Stolen R. H., Ashkin A.* A tunable multiple Stokes cw fiber Raman oscillator // *Appl. Phys. Lett.* — 1977. — Vol. 31, no. 2. — Pp. 89–90.
- [132] *Namiki S., Emori Y.* Ultrabroad-band Raman amplifiers pumped and gain-equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2001. — Vol. 7, no. 1. — Pp. 3–16.
- [133] *Ji J., Codemard C. A., Sahu J. K., Nilsson J.* Design, performance, and limitations of fibers for cladding-pumped Raman lasers // *Opt. Fiber Technol.* — 2010. — Vol. 16, no. 6. — Pp. 428–441. — Special Fiber Structures and their Applications.
- [134] *Dianov E., Grekov M. V., Bufetov I. et al.* CW high power 1.24 μm and 1.48 μm Raman lasers based on low loss phosphosilicate fibre // *Electron. Lett.* — 1997. — Vol. 33, no. 18. — Pp. 1542–1544.
- [135] *AuYeung J., Yariv A.* Theory of cw Raman oscillation in optical fibers // *J. Opt. Soc. Am.* — 1979. — Vol. 69, no. 6. — Pp. 803–807.
- [136] *Буфетов И. А., Дианов Е. М.* Простая аналитическая модель непрерывного многокаскадного ВКР-лазера на волоконном световоде // *Квант. электроника.* — 2000. — Т. 30, № 10. — С. 873–877.
- [137] *Papernyi S., Karpov V., Clements W.* Efficient dual-wavelength Raman fiber laser // Optical Fiber Communication Conference and International Conference on Quantum Information. — Optical Society of America, 2001. — P. WDD15. — Anaheim, California.

- [138] Бабин С. А., Курков А. С., Потапов В. В., Чуркин Д. В. Влияние изменения температуры брэгговских решеток на спектральные характеристики волоконного ВКР-лазера // *Квант. электроника*. — 2003. — Т. 33, № 12. — С. 1096–1100.
- [139] Babin S., Churkin D., Podivilov E. Intensity interactions in cascades of a two-stage Raman fiber laser // *Opt. Commun.* — 2003. — Vol. 226, no. 1–6. — Pp. 329–335.
- [140] Agrawal G., Fiber-optic communication systems. — Third edition. — Wiley-Interscience, 2002. — Vol. 1 of *Wiley series in microwave and optical engineering*. — 576 pp.
- [141] de Matos C., Chestnut D. A., Reeves-Hall P. C. et al. Multi-wavelength, continuous wave fibre Raman ring laser operating at 1.55 μm // *Electron. Lett.* — 2001. — Vol. 37, no. 13. — Pp. 825–826.
- [142] Kim C.-S., Sova R. M., Kang J. U. Tunable multi-wavelength all-fiber Raman source using fiber Sagnac loop filter // *Opt. Commun.* — 2003. — Vol. 218, no. 4–6. — Pp. 291–295.
- [143] Peng P.-C., Tseng H.-Y., Chi S. Long-distance FBG sensor system using a linear-cavity fiber Raman laser scheme // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 2004. — Vol. 16, no. 2. — Pp. 575–577.
- [144] Han Y.-G., Lee S. B., Moon D. S., Chung Y. Investigation of a multiwavelength Raman fiber laser based on few-mode fiber Bragg gratings // *Opt. Lett.* — 2005. — Vol. 30, no. 17. — Pp. 2200–2202.
- [145] Ахманов С., Коротеев Н., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света: активная спектроскопия рассеяния света. Современные проблемы физики. — Москва: Наука, 1981. — 544 с.
- [146] Newbury N. R. Raman gain: pump-wavelength dependence in single-mode fiber // *Opt. Lett.* — 2002. — Vol. 27, no. 14. — Pp. 1232–1234.
- [147] Абдуллина С. Р., Бабин С. А., Власов А. А., Каблукоев С. И. Внутриволновое удвоение частоты генерации в широкоапертурном

- аргоновом лазере // *Квант. электроника*. — 2005. — Т. 35, № 9. — С. 857–861.
- [148] *Neustruev V. B.* Colour centres in germanosilicate glass and optical fibres // *J. Phys.: Condens. Matter*. — 1994. — Vol. 6, no. 35. — Pp. 6901–6936.
- [149] *Bilodeau F., Malo B., Albert J. et al.* Photosensitization of optical fiber and silica-on-silicon/silica waveguides // *Opt. Lett.* — 1993. — Vol. 18, no. 12. — Pp. 953–955.
- [150] *Lemaire P. J., Atkins R. M., Mizrahi V., Reed W. A.* High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres // *Electron. Lett.* — 1993. — Vol. 29, no. 13. — Pp. 1191–1193.
- [151] *Lemaire P. J.* Reliability of optical fibers exposed to hydrogen: prediction of long-term loss increases // *Opt. Eng.* — 1991. — Vol. 30, no. 6. — Pp. 780–789.
- [152] *Cross P. S., Kogelnik H.* Sidelobe suppression in corrugated-waveguide filters // *Opt. Lett.* — 1977. — Vol. 1, no. 1. — Pp. 43–45.
- [153] *Sipe J. E., Poladian L., de Sterke C. M.* Propagation through nonuniform grating structures // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1994. — Vol. 11, no. 4. — Pp. 1307–1320.
- [154] *Абдуллина С. Р., Бабин С. А., Власов А. А., Каблуков С. И.* Простой способ аподизации при записи волоконных брэгговских решёток гауссовым пучком // *Квант. электроника*. — 2006. — Т. 36, № 10. — С. 966–970.
- [155] *Gapontsev D.* 6kW CW single mode Ytterbium fiber laser in all-fiber format // 21st Solid State and Diode Laser Technology Review / Ed. by M. H. Loew. — Vol. 1898 of *Proc.* — 2008. — Pp. 716–731. — Albuquerque, New Mexico.
- [156] *Alvarez-Chavez J., Martínez-Ríos A., Torres-Gómez I., Offerhaus H.* Wide wavelength-tuning of a double-clad Yb³⁺-doped fiber laser based

- on a fiber Bragg grating array // *Laser Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 4, no. 12. — Pp. 880–883.
- [157] *Bordais S., Grot S., Jaouën Y. et al.* Double-clad 10-w Yb³⁺-doped fiber master oscillator power fiber amplifier for He³⁺ optical pumping // *Appl. Opt.* — 2004. — Vol. 43, no. 10. — Pp. 2168–2174.
- [158] *Tastevin G., Grot S., Courtade E. et al.* A broadband ytterbium-doped tunable fiber laser for ³He optical pumping at 1083 nm // *Appl. Phys. B.* — 2004. — Vol. 78, no. 2. — Pp. 145–156. — 10.1007/s00340-003-1325-1.
- [159] *Lapointe M.-A., Piché M.* Linewidth of high-power fiber lasers // *Photonics North 2009* / Ed. by R. Vallée. — Vol. 7386 of *Proc. SPIE.* — 2009. — Pp. 73860S–8.
- [160] *Kelson I., Hardy A. A.* Strongly pumped fiber lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1998. — Vol. 34, no. 9. — Pp. 1570–1577.
- [161] *Manassah J. T.* Self-phase modulation of incoherent light revisited // *Opt. Lett.* — 1991. — Vol. 16, no. 21. — Pp. 1638–1640.
- [162] *Kuznetsov A. G., Podivilov E. V., Babin S. A.* Spectral broadening of incoherent nanosecond pulses in a fiber amplifier // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2012. — Vol. 29, no. 6. — Pp. 1231–1236.
- [163] *Бабенко В. А., Зельдович Б. Я., Малышев В. И., Сычев А.* Спектр излучения гигантского импульса ОКГ с учётом частотной самомодуляции. // *Квантовая электроника* / Под ред. Н. Басов. — М.: Сов. радио, 1973. — № 2(14). — С. 19–24.
- [164] *Hideur A., Chartier T., Özkul C., Sanchez F.* Dynamics and stabilization of a high power side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser // *Opt. Commun.* — 2000. — Vol. 186, no. 4-6. — Pp. 311–317.
- [165] *Ханин Я. И.,* Основы динамики лазеров. — М.: Наука. Физматлит, 1999. — 368 с.

- [166] Злобина Е. А., Каблуков С. И., Бабин С. А. Непрерывная параметрическая генерация в волоконном световоде с сохранением поляризации // *Квант. электроника*. — 2011. — Т. 41, № 9. — С. 794–800.
- [167] Paramonov V., Kurkov A., Medvedkov O., Tsvetkov V. Single-polarization cladding-pumped Yb-doped fiber laser // *Laser Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 4, no. 10. — Pp. 740–742.
- [168] Hughes T. P., Young K. M. Mode sequences in ruby laser emission // *Nature*. — 1962. — Vol. 196, no. 4852. — Pp. 332–334.
- [169] Анциферов В. В., Пивцов В. С., Угожаев В. Д., Фолин К. Г. О пичковой структуре излучения твердотельных лазеров // *Квант. электроника*. — 1973. — Т. 3(15), № 3. — С. 57–65.
- [170] Фолин К. Г., Гайнер А. В., Динамика свободной генерации твердотельных лазеров. — Новосибирск: Наука, 1979. — 264 с.
- [171] Evtuhov V., Siegman A. E. A “Twisted-mode” technique for obtaining axially uniform energy density in a laser cavity // *Appl. Opt.* — 1965. — Vol. 4, no. 1. — Pp. 142–143.
- [172] Danielmeyer H. G., Nilsen W. G. Spontaneous single-frequency output from a spatially homogeneous Nd:YAG laser // *Appl. Phys. Lett.* — 1970. — Vol. 16, no. 3. — Pp. 124–126.
- [173] Danielmeyer H. G., Turner E. H. Electro-optic elimination of spatial hole burning in lasers // *Appl. Phys. Lett.* — 1970. — Vol. 17, no. 12. — Pp. 519–521.
- [174] Whitten W. B., Ramsey J. M. Self-scanning of a dye laser due to feedback from a BaTiO₃ phase-conjugate reflector // *Opt. Lett.* — 1984. — Vol. 9, no. 2. — Pp. 44–46.
- [175] Feinberg J., Bacher G. D. Self-scanning of a continuous-wave dye laser having a phase-conjugating resonator cavity // *Opt. Lett.* — 1984. — Vol. 9, no. 9. — Pp. 420–422.

- [176] *Cronin-Golomb M., Yariv A.* Self-induced frequency scanning and distributed Bragg reflection in semiconductor lasers with phase-conjugate feedback // *Opt. Lett.* — 1986. — Vol. 11, no. 7. — Pp. 455–457.
- [177] *Løbel M., Petersen P. M., Johansen P. M.* Physical origin of laser frequency scanning induced by photorefractive phase-conjugate feedback // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1999. — Vol. 16, no. 2. — Pp. 219–227.
- [178] *Løbel M., Petersen P. M., Johansen P. M.* Suppressing self-induced frequency scanning of a phase conjugate diode laser array using counterbalance dispersion // *Appl. Phys. Lett.* — 1998. — Vol. 72, no. 11. — Pp. 1263–1265.
- [179] *Kir'yanov A. V., Il'ichev N. N.* Self-induced laser line sweeping in an ytterbium fiber laser with non-resonant Fabry-Perot cavity // *Las. Phys. Lett.* — 2011. — Vol. 8, no. 4. — Pp. 305–312.
- [180] *Lobach I. A., Kablukov S. I.* Application of a self-sweeping Yb-doped fiber laser for high-resolution characterization of phase-shifted FBGs // *J. Lightwave Technol.* — 2013. — Vol. 31, no. 18. — Pp. 2982–2987.
- [181] *Agrawal G. P.*, Applications of Nonlinear Fiber Optics. Optics and photonics. — Academic Press, 2001. — 576 pp.
- [182] *Orsila L., Okhotnikov O.* Three- and four-level transition dynamics in Yb-fiber laser // *Opt. Express.* — 2005. — Vol. 13, no. 9. — Pp. 3218–3223.
- [183] *Upadhyaya B., Kuruvilla A., Chakravarty U. et al.* Effect of laser linewidth and fiber length on self-pulsing dynamics and output stabilization of single-mode Yb-doped double-clad fiber laser // *Appl. Opt.* — 2010. — Vol. 49, no. 12. — Pp. 2316–2325.
- [184] *Salhi M., Hideur A., Chartier T. et al.* Evidence of Brillouin scattering in an ytterbium-doped double-clad fiber laser // *Opt. Lett.* — 2002. — Vol. 27, no. 15. — Pp. 1294–1296.

- [185] *Li J., ichi Ueda K., Musha M., Shirakawa A.* Residual pump light as a probe of self-pulsing instability in an ytterbium-doped fiber laser // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31, no. 10. — Pp. 1450–1452.
- [186] *Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., Babin S. A.* Self-scanned single-frequency operation of a fiber laser driven by a self-induced phase grating // *Laser Phys. Lett.* — 2014. — Vol. 11, no. 4. — Pp. 045103–6pp.
- [187] *Svelto O.*, Principles of lasers. — 5 edition. — Springer, 2009. — 622 pp.
- [188] *Hideur A., Chartier T., Özkul C., Sanchez F.* All-fiber tunable ytterbium-doped double-clad fiber ring laser // *Opt. Lett.* — 2001. — Vol. 26, no. 14. — Pp. 1054–1056.
- [189] *Mohammad N., Szyszkowski W., Zhang W. J. et al.* Analysis and development of a tunable fiber Bragg grating filter based on axial tension/compression // *J. Lightwave Technol.* — 2004. — Vol. 22, no. 8. — P. 2001.
- [190] *Ярув А., Юх П.*, Оптические волны в кристаллах. — Москва: Мир, 1987. — 616 с.
- [191] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.*, Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика, Т. VIII. — Второе, переработанное и дополненное изд. — Москва: Наука, 1982. — 621 с.
- [192] *Kato K., Takaoka E.* Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTP // *Appl. Opt.* — 2002. — Vol. 41, no. 24. — Pp. 5040–5044.
- [193] *Boyd G. D., Kleinman D. A.* Parametric interaction of focused gaussian light beams // *J. Appl. Phys.* — 1968. — Vol. 39, no. 8. — Pp. 3597–3639.
- [194] *Zondy J.-J.* Comparative theory of walkoff-limited type-II versus type-I second harmonic generation with gaussian beams // *Opt. Commun.* — 1991. — Vol. 81, no. 6. — Pp. 427–440.

- [195] *Chen Y., Chen Y.* Analytical functions for the optimization of second-harmonic generation and parametric generation by focused Gaussian beams // *Applied Physics B.* — 2003. — Vol. 76, no. 6. — Pp. 645–647.
- [196] *Regener R., Sohler W.* Efficient second-harmonic generation in Ti:LiNbO₃ channel waveguide resonators // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1988. — Vol. 5, no. 2. — Pp. 267–277.
- [197] *Risk W., Gosnell T., Nurmikko A.,* Compact Blue-Green Lasers. Cambridge studies in modern optics. — Cambridge University Press, 2003. — 540 pp.
- [198] *Armstrong J. A., Bloembergen N., Ducuing J., Pershan P. S.* Interactions between light waves in a nonlinear dielectric // *Phys. Rev.* — 1962. — Vol. 127, no. 6. — Pp. 1918–1939.
- [199] *Бломберген Н.,* Нелинейная оптика. — Москва: Мир, 1966. — 424 с.
- [200] *Giordmaine J. A.* Mixing of light beams in crystals // *Phys. Rev. Lett.* — 1962. — Vol. 8, no. 1. — Pp. 19–20.
- [201] *Fejer M., Magel G., Jundt D. H., Byer R.* Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1992. — Vol. 28, no. 11. — Pp. 2631–2654.
- [202] *Дмитриев В. Г., Юрьев Ю. В.* Уравнения для ГВГ при квазисинхронном взаимодействии в нелинейных кристаллах с регулярной доменной структурой // *Квант. электроника.* — 1998. — Т. 25, № 11. — С. 1033–1036.
- [203] *Ducuing J., Bloembergen N.* Statistical fluctuations in nonlinear optical processes // *Phys. Rev.* — 1964. — Vol. 133, no. 6A. — Pp. A1493–A1502.
- [204] *Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С.,* Введение в статистическую радиофизику и оптику. — Москва: Наука, 1981. — 640 с.
- [205] *Solli D. R., Ropers C., Koonath P., Jalali B.* Optical rogue waves // *Nature.* — 2007. — Vol. 450. — Pp. 1054–1057.

- [206] *Qu Y., Singh S.* Second-harmonic generation and photon bunching in multimode laser beams // *Phys. Rev. A.* — 1993. — Vol. 47, no. 4. — Pp. 3259–3263.
- [207] *Samanta G. K., Kumar S. C., Ebrahim-Zadeh M.* Stable, 9.6 W, continuous-wave, single-frequency, fiber-based green source at 532 nm // *Opt. Lett.* — 2009. — Vol. 34, no. 10. — Pp. 1561–1563.
- [208] *Miller G. D., Batchko R. G., Tulloch W. M. et al.* 42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate // *Opt. Lett.* — 1997. — Vol. 22, no. 24. — Pp. 1834–1836.
- [209] *Toustonog S. V., Kurimura S., Kitamura K.* Continuous-wave 2 W green light generation in periodically poled Mg-doped stoichiometric lithium tantalate // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 2006. — Vol. 45, no. 34. — Pp. L907–L909.
- [210] *Asaumi K.* Second-harmonic power of KTiOPO_4 with double refraction // *Appl. Phys. B.* — 1992. — Vol. 54. — Pp. 265–270.
- [211] *Гармаш В. М., Ермаков Г. А., Павлова Н. И., Тарасов А. В.* Эффективная генерация второй гармоники в кристаллах калий-титанат-фосфата (КТР) в режиме не критичного синхронизма // *Письма в ЖТФ.* — 1986. — Т. 12, № 20. — С. 1222–1225.
- [212] *Mu X., Ding Y. J.* Investigation of damage mechanisms of KTiOPO_4 crystals by use of a continuous-wave argon laser // *Appl. Opt.* — 2000. — Vol. 39, no. 18. — Pp. 3099–3103.
- [213] *Ou Z. Y., Pereira S. F., Polzik E. S., Kimble H. J.* 85% efficiency for cw frequency doubling from 1.08 to 0.54 μm // *Opt. Lett.* — 1992. — Vol. 17, no. 9. — Pp. 640–642.
- [214] *Давыдов Б. Л., Крылов А. А.* Особенности генерации второй гармоники излучения импульсного иттербиевого волоконного лазера в кристаллах титанилфосфата калия KTiOPO_4 // *Квант. электроника.* — 2007. — Т. 37, № 7. — С. 661–668.

- [215] *Gonzalez D., Nieh S. T. K., Steier W. H.* Two-pass-internal second-harmonic generation using a prism coupler // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1973. — Vol. 9, no. 1. — Pp. 23–26.
- [216] *Алферов Г. Н., Бабин С. А., Драчев В. П.* Нелинейная дисперсионная интерферометрия плазмы аргонового лазера // *Оптика и спектроскопия.* — 1987. — Т. 63, № 3. — С. 594–599.
- [217] *Cieslak R., Sahu J. K., Clarkson W. A.* Efficient intracavity frequency doubling of an Yb-doped fiber laser using an internal resonant enhancement cavity // Conference on Lasers and Electro-Optics 2010. — Optical Society of America, 2010. — Pp. 1–2. — San Jose, CA. Paper CMW4.
- [218] *Cieslak R., Clarkson W. A.* Internal resonantly enhanced frequency doubling of continuous-wave fiber lasers // *Opt. Lett.* — 2011. — Vol. 36, no. 10. — Pp. 1896–1898.
- [219] *Dianov E. M., Bufetov I. A., Bubnov M. M. et al.* Three-cascaded 1407-nm Raman laser based on phosphorus-doped silica fiber // *Opt. Lett.* — 2000. — Vol. 25, no. 6. — Pp. 402–404.
- [220] *Cumberland B. A., Popov S. V., Taylor J. R. et al.* 2.1 μm continuous-wave Raman laser in GeO_2 fiber // *Opt. Lett.* — 2007. — Vol. 32, no. 13. — Pp. 1848–1850.
- [221] *Han Y.-G., Kim C.-S., Kang J. U. et al.* Multiwavelength Raman fiber-ring laser based on tunable cascaded long-period fiber gratings // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 2003. — Vol. 15, no. 3. — Pp. 383–385.
- [222] *Reeves-Hall P. C., Taylor J. R.* Wavelength tunable CW Raman fibre ring laser operating at 1486–1551 nm // *Electron. Lett.* — 2001. — Vol. 37, no. 8. — Pp. 491–492.
- [223] *Kim N. S., Prabhu M., Li C. et al.* 1239/1484 nm cascaded phosphosilicate Raman fiber laser with CW output power of 1.36 W at 1484 nm pumped by CW Yb-doped double-clad fiber laser at 1064 nm and

- spectral continuum generation // *Opt. Commun.* — 2000. — Vol. 176, no. 1–3. — Pp. 219 – 222.
- [224] *Higashihata M., Tochigi K., Nakata Y., Okada T.* Application to the optical coherent tomography of fiber Raman laser // The 5th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, 2003. CLEO/Pacific Rim 2003. / IEEE. — Vol. 1. — 2003. — P. 183.
- [225] *Бабин С. А., Исмагулов А. Е., Каблукнов С. И. и др.* Исследование рассеяния Манделъштама—Бриллюэна в фосфоросиликатном волоконном световоде и его влияния на генерацию ВКР-лазера // *Квант. электроника.* — 2007. — Т. 37, № 5. — С. 495–499.
- [226] *Zakharov V. E., L'vov V. S., Falkovich G.,* Kolmogorov Spectra of Turbulence I: Wave Turbulence. Springer Series in Nonlinear Dynamics. — Berlin: Springer-Verlag, 1992. — 264 pp.
- [227] *Ania-Castañón J. D., Ellingham T. J., Ibbotson R. et al.* Ultralong raman fiber lasers as virtually lossless optical media // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96. — P. 023902.
- [228] *Babin S. A., Karalekas V., Harper P. et al.* Experimental demonstration of mode structure in ultralong Raman fiber lasers // *Opt. Lett.* — 2007. — Vol. 32, no. 9. — Pp. 1135–1137.
- [229] *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.
- [230] *Cierullies S., Krause M., Renner H., Brinkmeyer E.* Widely tunable CW Raman fiber laser supported by switchable FBG resonators // Eur. Conf. Optical Communication-Integrated Optics Optical Fibre Communication (ECOC-IOOC), Rimini, Italy. — 2003. — Pp. 224–225. — Paper Tu3.2.3.
- [231] *Cierullies S., Lim E.-L., Brinkmeyer E.* All-fiber widely tunable Raman laser in a combined linear and Sagnac-loop configuration // Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The Nation-

- al Fiber Optic Engineers Conference. — Optical Society of America, 2005. — P. OME11.
- [232] *Lewis S. A. E., Chernikov S. V., Taylor J. R.* Fibre-optic tunable CW Raman laser operating around $1.3\ \mu\text{m}$ // *Opt. Commun.* — 2000. — Vol. 182, no. 4–6. — Pp. 403–405.
- [233] *Курков А. С., Дуанов Е. М., Парамонов В. М. и др.* Мощные волоконные ВКР-лазеры в диапазоне $1.22 - 1.34\ \mu\text{м}$ // *Квант. электроника.* — 2000. — Т. 30, № 9. — С. 791–793.
- [234] *Huang S., Feng Y., Shirakawa A., Ueda K.-i.* Generation of 10.5 w, 1178 nm laser based on phosphosilicate Raman fiber laser // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 2003. — Vol. 42, no. 12. — Pp. L1439–L1441.
- [235] *Hackenberg W. K. P., Bonaccini D., Werner D.* Fiber Raman laser development for multiple sodium laser guide star adaptive optics // *Adaptive Optical System Technologies II.* — Vol. 4839 of *Proc. SPIE.* — 2003. — Pp. 421–428.
- [236] *Boullet J., Lavoute L., Berthelemot A. D. et al.* Tunable red-light source by frequency mixing from dual band Er/Yb co-doped fiber laser // *Opt. Express.* — 2006. — Vol. 14, no. 9. — Pp. 3936–3941.
- [237] *Bosenberg W. R., Alexander J. I., Myers L. E., Wallace R. W.* 2.5-W, continuous-wave, 629-nm solid-state laser source // *Opt. Lett.* — 1998. — Vol. 23, no. 3. — Pp. 207–209.
- [238] *Yao A.-Y., Hou W., Bi Y. et al.* High-power cw 671 nm output by intracavity frequency doubling of a double-end-pumped Nd:YVO₄ laser // *Appl. Opt.* — 2005. — Vol. 44, no. 33. — Pp. 7156–7160.
- [239] *Sennaroglu A.* Broadly tunable continuous-wave orange-red source based on intracavity-doubled Cr⁴⁺:Forsterite laser // *Appl. Opt.* — 2002. — Vol. 41, no. 21. — Pp. 4356–4359.
- [240] *Savolainen P., Toivonen M., Pessa M. et al.* Red lasers grown by all-solid-source molecular beam epitaxy // *Semicond. Sci. Technol.* — 1999. — Vol. 14, no. 5. — Pp. 425–429.

- [241] *Karpov V. I., Clements W. R. L., Dianov E. M., Papernyi S. B.* High-power 1.48 μm phosphoro-silicate-fiber-based laser pumped by laser diodes // *Can. J. Phys.* — 2000. — Vol. 78, no. 5-6. — Pp. 407–413.
- [242] *Hagen J., Engelbrecht R., Welzel O. et al.* Numerical modeling of intracavity spectral broadening of Raman fiber lasers // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 2007. — Vol. 19, no. 21. — Pp. 1759–1761.
- [243] *Smith D. S., Riccius H. D., Edwin R. P.* Refractive indices of lithium niobate // *Opt. Commun.* — 1976. — Vol. 17, no. 3. — Pp. 332 – 335. — See Errata in *Optics Communications.* — 1977. — Vol. 20, no. 1. — P. 188.
- [244] *Бакланова В. В., Чиркин А. С.* О генерации второй оптической гармоники дискретным спектром // *Журн. прикл. спектроскопии.* — 1967. — Т. 7, № 2. — С. 202–208.
- [245] *Taylor L., Feng Y., Calia D. B.* High power narrowband 589nm frequency doubled fibre laser source // *Opt. Express.* — 2009. — Vol. 17, no. 17. — Pp. 14687–14693.
- [246] *Taylor L. R., Feng Y., Calia D. B.* 50W CW visible laser source at 589nm obtained via frequency doubling of three coherently combined narrow-band Raman fibre amplifiers // *Opt. Express.* — 2010. — Vol. 18, no. 8. — Pp. 8540–8555.
- [247] *Taylor L., Friedenauer A., Protopopov V. et al.* 20 W at 589 nm via frequency doubling of coherently beam combined 2-MHz 1178-nm CW signals amplified in Raman PM fiber amplifiers // European Conference on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics Conference, Technical Digest (CD) (Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2009). — IEEE, 2009. — P. PDA.7. — 14-19 June 2009, Munich.
- [248] *Feng Y., Taylor L. R., Calia D. B.* 25 W Raman-fiber-amplifier-based 589 nm laser for laser guide star // *Opt. Express.* — 2009. — Vol. 17, no. 21. — Pp. 19021–19026.

- [249] *Fan X., Chen M., Shirakawa A. et al.* High power Yb-doped photonic bandgap fiber oscillator at 1178 nm // *Opt. Express.* — 2012. — Vol. 20, no. 13. — Pp. 14471–14476.
- [250] *Rulkov A. B., Ferin A. A., Popov S. V. et al.* Narrow-line, 1178nm CW bismuth-doped fiber laser with 6.4W output for direct frequency doubling // *Opt. Express.* — 2007. — Vol. 15, no. 9. — Pp. 5473–5476.
- [251] *Bufetov I. A., Dianov E. M.* Bi-doped fiber lasers // *Laser Phys. Lett.* — 2009. — Vol. 6, no. 7. — P. 487.
- [252] *Дианов Е. М., Захидов Э. А., Карасик А. Я. и др.* Вынужденные четырехфотонные нелинейные процессы в маломодовых стеклянных волоконных световодах // *ЖЭТФ.* — 1982. — Т. 83, № 1. — С. 39–49.
- [253] *Angelow A. K., Kircheva P. P.* Tunable four-wave mixing in low-mode-number optical fibers // *Appl. Opt.* — 1994. — Vol. 33, no. 15. — Pp. 3203–3208.
- [254] *Буфетов И. А., Греков М. В., Голант К. М. и др.* О возможности создания волоконного УФ лазера на световоде из кварцевого стекла, легированного азотом // *Квант. электроника.* — 1998. — Т. 25, № 4. — С. 348–350.
- [255] *Yatsenko Y. P., Pryamikov A. D., Mashinsky V. M. et al.* Four-wave mixing with large stokes shifts in heavily Ge-doped silica fibers // *Opt. Lett.* — 2005. — Vol. 30, no. 15. — Pp. 1932–1934.
- [256] *Bencheikh K., Richard S., Mélin G. et al.* Phase-matched third-harmonic generation in highly germanium-doped fiber // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 3. — Pp. 289–291.
- [257] *Chen Y., Wadsworth W. J., Birks T. A.* Ultraviolet four-wave mixing in the LP₀₂ fiber mode // *Opt. Lett.* — 2013. — Vol. 38, no. 19. — Pp. 3747–3750.

- [258] *Yatsenko Y. P., Pryamikov A. D.* Parametric frequency conversion in photonic crystal fibres with germanosilicate core // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* — 2007. — Vol. 9, no. 7. — Pp. 716–722.
- [259] *Tuan T. H., Cheng T., Asano K. et al.* Optical parametric gain and bandwidth in highly nonlinear tellurite hybrid microstructured optical fiber with four zero-dispersion wavelengths // *Opt. Express.* — 2013. — Vol. 21, no. 17. — Pp. 20303–20312.
- [260] *Абрамовиц М., Стиган И.* Справочник по специальным функциям. — Москва: Наука, 1979. — 832 с.
- [261] <http://www.wolfram.com>.
- [262] *Stolen R., Bjorkholm J. E.* Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1982. — Vol. 18, no. 7. — Pp. 1062–1072.
- [263] *Garth S. J., Pask C.* Four-photon mixing and dispersion in single-mode fibers // *Opt. Lett.* — 1986. — Vol. 11, no. 6. — Pp. 380–382.
- [264] *Jain R., Stenersen K.* Phase-matched four-photon mixing processes in birefringent fibers // *Appl. Phys. B.* — 1984. — Vol. 35, no. 2. — Pp. 49–57.
- [265] *Lantz E., Gindre D., Maillotte H., Monneret J.* Phase matching for parametric amplification in a single-mode birefringent fiber: influence of the non-phase-matched waves // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1997. — Vol. 14, no. 1. — Pp. 116–125.
- [266] *Schulz R., Harde H.* Pulse generation in birefringent optical fibers by four-wave mixing and Raman scattering // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1995. — Vol. 12, no. 7. — Pp. 1279–1286.
- [267] *Stolen R. H., Bösch M. A., Lin C.* Phase matching in birefringent fibers // *Opt. Lett.* — 1981. — Vol. 6, no. 5. — Pp. 213–215.
- [268] *Shibata N., Tsubokawa M., Ohashi M. et al.* Birefringence and polarization mode dispersion in a coil of a single-mode fiber // *J. Opt. Soc. Am. A.* — 1986. — Vol. 3, no. 11. — Pp. 1935–1940.

- [269] *Yang T., Gao P.* Stimulated four-photon mixing with crossed pump dividing in an optical fiber // *Opt. Lett.* — 1990. — Vol. 15, no. 18. — Pp. 1002–1004.
- [270] *Chiang K. S., Lor K. P., Chow Y. T.* Nondegenerate four-wave mixing in a birefringent optical fiber pumped by a dye laser // *Opt. Lett.* — 1997. — Vol. 22, no. 8. — Pp. 510–512.
- [271] *Park H. G., Park J. D., Lee S. S.* Pump-intensity-dependent frequency shift in Stokes and anti-Stokes spectra generated by stimulated four-photon mixing in birefringent fiber // *Appl. Opt.* — 1987. — Vol. 26, no. 15. — Pp. 2974–2978.
- [272] *Chee J. K., Liu J. M.* Raman-assisted parametric frequency and polarization conversion in a birefringent fiber // *Opt. Lett.* — 1989. — Vol. 14, no. 15. — Pp. 820–822.
- [273] *Ohashi M., Ichi Kitayama K., Shibata N., Seikai S.* Frequency tuning of a Stokes wave for stimulated four-photon mixing by temperature-induced birefringence change // *Opt. Lett.* — 1985. — Vol. 10, no. 2. — Pp. 77–79.
- [274] *Kitayama K.-i., Ohashi M.* Frequency tuning for stimulated four-photon mixing by bending-induced birefringence in a single-mode fiber // *Appl. Phys. Lett.* — 1982. — Vol. 41, no. 7. — Pp. 619–621.
- [275] *Kitayama K.-i., Seikai S., Uchida N.* Stress-induced frequency tuning for stimulated four-photon mixing in a birefringent single-mode fiber // *Appl. Phys. Lett.* — 1982. — Vol. 41, no. 4. — Pp. 322–324.
- [276] *Kruhlak R. J., Wong G. K., Chen J. S. et al.* Polarization modulation instability in photonic crystal fibers // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31, no. 10. — Pp. 1379–1381.
- [277] *Chen J. S., Wong G. K., Murdoch S. G. et al.* Cross-phase modulation instability in photonic crystal fibers // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31, no. 7. — Pp. 873–875.

- [278] *Golovchenko E. A., Pilipetskii A. N.* Unified analysis of four-photon mixing, modulational instability, and stimulated Raman scattering under various polarization conditions in fibers // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1994. — Vol. 11, no. 1. — Pp. 92–101.
- [279] <http://www.nktphotonics.com/files/files/LMA-PM-5.pdf>.
- [280] http://www.nktphotonics.com/files/files/LMA_fiber_dispersion_overview.pdf.
- [281] <http://www.nktphotonics.com/files/files/sc-5.0-1040-pm.pdf>.
- [282] *Xiao L., Demokan M. S., Jin W. et al.* Fusion splicing photonic crystal fibers and conventional single-mode fibers: Microhole collapse effect // *J. Lightwave Technol.* — 2007. — Vol. 25, no. 11. — Pp. 3563–3574.
- [283] *Wang L.-W., Lou S.-Q., Chen W.-G., Li H.-L.* A novel method of rapidly modeling optical properties of actual photonic crystal fibres // *Chinese Phys. B.* — 2010. — Vol. 19, no. 8. — P. 084209.
- [284] *Namihira Y., Miyagi K., Kaneshima K. et al.* A comparison of six techniques for nonlinear coefficient measurements of various signal mode optical fibers // *Technical Digest: Symposium on Optical Fiber Measurements, (2002)* / Ed. by P. A. Williams, G. W. Day. — DIANE Publishing Co., 2002. — Pp. 15–18.
- [285] *Xiao L., Jin W., Demokan M. S.* Fusion splicing small-core photonic crystal fibers and single-mode fibers by repeated arc discharges // *Opt. Lett.* — 2007. — Vol. 32, no. 2. — Pp. 115–117.
- [286] <http://www.comsol.com/>.
- [287] <http://sydney.edu.au/science/physics/cudos/research/mofsoftware.shtml>.
- [288] *White T. P., Kuhlmeiy B. T., McPhedran R. C. et al.* Multipole method for microstructured optical fibers. I. Formulation // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2002. — Vol. 19, no. 10. — Pp. 2322–2330.
- [289] *Kuhlmeiy B. T., White T. P., Renversez G. et al.* Multipole method for microstructured optical fibers. II. Implementation and results // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2002. — Vol. 19, no. 10. — Pp. 2331–2340.

- [290] *Clark A., Bell B., Fulconis J. et al.* Intrinsically narrowband pair photon generation in microstructured fibres // *New J. Phys.* — 2011. — Vol. 13, no. 6. — P. 065009.
- [291] *Bronshstein I. N., Semendyayev S. A., Musiol G., Muehlig H.*, Handbook of Mathematics. — Fifth edition. — Berlin, Heidelberg: Springer, 2007. — 1164 pp.
- [292] *Lei G. K. P., Lim L. T., Marhic M. E.* Continuous-wave fiber optical parametric oscillator with sub-MHz linewidth // *Opt. Commun.* — 2013. — Vol. 306. — Pp. 17–20.
- [293] *Zhou Y., Chui P. C., Wong K. K. Y.* Widely-tunable continuous-wave single-longitudinal-mode fiber optical parametric oscillator // Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2011. — Optical Society of America, 2011. — P. OWL3.
- [294] *Jang J. K., Murdoch S. G.* Strong Brillouin suppression in a passive fiber ring resonator // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 7. — Pp. 1256–1258.
- [295] *Herzog A., Shamir A., Ishaaya A. A.* Wavelength conversion of nanosecond pulses to the mid-IR in photonic crystal fibers // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 1. — Pp. 82–84.
- [296] *Murray R. T., Kelleher E. J. R., Popov S. V. et al.* Widely tunable polarization maintaining photonic crystal fiber based parametric wavelength conversion // *Opt. Express.* — 2013. — Vol. 21, no. 13. — Pp. 15826–15833.
- [297] *Gu C., Goulart C., Sharping J. E.* Cross-phase-modulation-induced spectral effects in high-efficiency picosecond fiber optical parametric oscillators // *Opt. Lett.* — 2011. — Vol. 36, no. 8. — Pp. 1488–1490.