

Стационарный разогрев активных волоконных световодов при оптической накачке

В.В.Гайнов, Р.И.Шайдуллин, О.А.Рябушкин

Приведены результаты исследований изменения температуры в сердцевине активных волоконных световодов, легированных редкоземельными ионами, в условиях лазерной генерации при мощной оптической накачке. Реализована экспериментальная методика измерений с помощью волоконного интерферометра Маха–Цендера при использовании зондирующего излучения с длиной волны, лежащей вдали от полос поглощения активных ионов. По данным кинетики изменения температуры активной среды получены оценки коэффициента теплообмена на границе полимерной оболочки с воздухом. Продемонстрирована зависимость температуры разогрева активной среды от тепловых и оптических свойств полимерного покрытия.

Ключевые слова: волоконный лазер, активный волоконный световод, волоконный интерферометр Маха–Цендера, температура активной среды, коэффициент теплообмена, коаксиальная модель разогрева.

Мощные одномодовые волоконные лазеры и усилители на основе световодов из плавленого кварца, активированных редкоземельными ионами, нашли многочисленные применения в различных отраслях промышленности, при обработке материалов, в технологии оптической связи, в медицине и науке [1]. Обширность областей применения обусловлена значительным уровнем выходной мощности, высоким качеством пучка ($M^2 < 1.2$) и другими уникальными характеристиками излучения. Ещё 20 лет назад было теоретически и экспериментально показано [2], что волоконные лазеры по совокупности своих свойств могут быть использованы в качестве источников лазерного излучения с уровнем непрерывной мощности в десятки и сотни ватт. Среди этих свойств следует отметить высокую лучевую прочность кварцевого стекла (десятки ГВт/см² на длинах волн вблизи 1 мкм), большое отношение площади поверхности к объёму, обеспечивающее интенсивный теплоотвод в естественных условиях, а также волноводный способ распространения излучения, позволяющий осуществлять эффективное перекрытие поля излучения накачки с активной средой. Развитие технологии и производства не только активных световодов, но и волоконных компонентов привело к достижению самой большой на сегодняшний день оптической мощности среди всех твердотельных одномодовых лазеров, работающих в непрерывном режиме, – 10 кВт [3].

В.В.Гайнов, Р.И.Шайдуллин. НТО «ИРЭ–Полус», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1; Московский физико-технический институт (Государственный университет), Россия, 117303 Москва, ул. Керченская, 1А; e-mail: vg254@rambler.ru, unknownmipter@gmail.com

О.А.Рябушкин. НТО «ИРЭ–Полус», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1; Московский физико-технический институт (Государственный университет), Россия, 117303 Москва, ул. Керченская, 1А; Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1; e-mail: goa228@mail.ru

Поступила в редакцию 29 ноября 2010 г., после доработки – 18 мая 2011 г.

Базовым конструктивным элементом такого лазера является активный световод на основе кварцевого стекла, сердцевина которого легирована редкоземельными ионами (Yb^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} , Nd^{3+} и др.). Оптическая накачка активной среды осуществляется многомодовым излучением мощных эффективных полупроводниковых лазерных диодов, объединённых с помощью одного многомодового волокна.

К основным физическим механизмам, ограничивающим предельные характеристики оптических мощностей излучения волоконного лазера, относятся тепловая деградация активного световода и достижение порога нелинейных эффектов [4]. В настоящей работе мы будем рассматривать эффекты, связанные с разогревом активной среды при оптической накачке.

Наиболее распространёнными типами активных волокон являются маломодовые или одномодовые световоды, легированные ионами Yb^{3+} (усиление в области длин волн 975 – 1100 нм) или ионами Er^{3+} с дополнительной сенсбилизацией ионами иттербия для усиления излучения в телекоммуникационном диапазоне длин волн (1535 – 1600 нм). На рис. 1 приведена упрощённая схема энергетических уровней активной среды и происходящих в ней различных процессов релаксации возбуждения.

Для длин волн, указанных на рис. 1, в иттербиевых активных средах разность энергий квантов накачки ($\lambda_p = 920 – 970$ нм) и генерации ($\lambda_{gen} = 1030 – 1100$ нм), переходящая в тепловую энергию, составляет от 5 % до 10 %. В случае активного $\text{Yb}–\text{Er}$ -волокна за счёт быстрого безызлучательного перехода $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ ($\tau \approx 30$ мкс [7]) в тепло преобразуется почти половина поглощённой мощности накачки, что значительно ограничивает диапазон выходных мощностей лазерного излучения (максимальная достигнутая на сегодняшний день мощность излучения непрерывного волоконного $\text{Yb}–\text{Er}$ -лазера составляет 297 Вт [8]).

Значительный разогрев активного волокна может также привести к изменению его волноведущих свойств, обусловленному изменением как профиля показателя

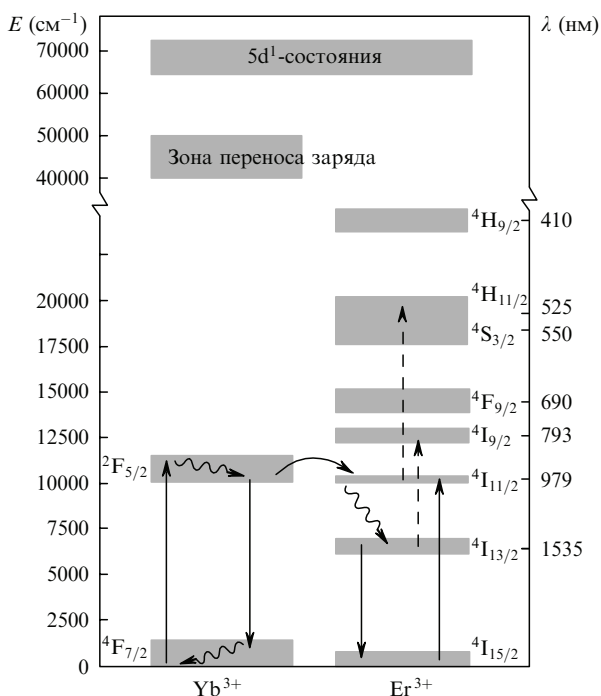


Рис. 1. Диаграмма электронных энергетических уровней ионов Yb^{3+} и Er^{3+} в кварцевом стекле [5–7]. Сплошными стрелками обозначены излучательные переходы, волнистыми – безызлучательные, штриховыми – возможные каналы апконверсии, дуговой стрелкой обозначен безызлучательный перенос возбуждения между ионами иттербия и эрбия в $\text{Yb}^{3+}/\text{Er}^{3+}$ -световодах. «Зона переноса заряда» возникает в легированных кварцевых стеклах в результате перекрытия внешних электронных оболочек атомов кислорода и легирующих примесей.

преломления, так и свойств полимера, формирующего многомодовую оболочку. Рост температуры активной среды приводит к увеличению однородного уширения для лазерных переходов и соответственно к изменению сечений поглощения и люминесценции, а также к снижению эффективности преобразования излучения накачки [9, 11]. К примеру, в работе [10] экспериментально продемонстрировано уменьшение выходной мощности иттербиевого лазера на 20 % при увеличении температуры волокна от 0 до 90 °С.

В настоящее время вопросам разогрева активного волокна уделяется большое внимание [11–17]. В литературе описаны различные способы теплоотвода для мощных (киловаттного уровня) лазеров [12, 13], а также приведены различные модели тепловых эффектов в волокне при мощной оптической накачке [11, 14–16], основанные на стационарном уравнении теплопроводности.

В одном из первых обзоров, посвящённых проблеме увеличения выходной мощности излучения волоконных лазеров до 1 кВт [11], приведен подробный теоретический анализ термооптических эффектов, связанных с влиянием неоднородного по поперечному сечению разогрева активного волокна и наведённых механических напряжений на профиль показателя преломления, двулучепреломление и механическую прочность световодов, т. е. эффектов, характерных для традиционных активных элементов на основе легированных кристаллов и стёкол. Показано, что в большинстве используемых конфигураций активных волокон основное влияние на предельную достижимую мощность лазерного излучения оказывает абсолютное значение температуры в сердцевине световода, определяемое эффективностью теплоотвода.

В условиях теплоотдачи при свободной конвекции существует оптимальный радиус внешней полимерной оболочки [12] $R_0 = k_{\text{pol}}/h^T$, где k_{pol} – коэффициент теплопроводности полимера; h^T – коэффициент конвективного теплообмена на границе полимер–воздух. Данный радиус соответствует минимальному тепловому сопротивлению полимерной оболочки и конвективного теплоотводящего слоя. При наличии радиатора с высоким коэффициентом теплопроводности прирост температуры в значительной степени определяется контактным тепловым сопротивлением на границе волокна с теплоотводящей средой [13]. Основным ограничивающим фактором при этом является температура тепловой деградации (воспламенения) полимерного покрытия.

В [16] исследован вклад теплового излучения в результирующее охлаждение активного световода в условиях лазерной генерации. Численный расчёт показал, что радиационный коэффициент теплообмена становится сравнимым с конвективным при температуре полимерной оболочки свыше 300 °С и максимуме спектральной плотности излучения в диапазоне длин волн 2.5–3 мкм. Данное обстоятельство ставит под сомнение необходимость учёта вклада теплового излучения, поскольку он существен при температурах, превышающих порог разрушения полимерной оболочки волокна.

В то же время известно относительно мало экспериментальных работ, посвящённых измерению температуры в световоде и исследованию разогрева активной среды в волоконных лазерах различной конфигурации. Необходимо отметить работу [17] по измерению температуры активного волокна мощного Yb – Er -лазера. В качестве измерителя используется световод с записанным в нём последовательным массивом волоконных брэгговских решёток, находящийся в тепловом контакте с исследуемым активным волокном. Температура сенсора определяется по изменению спектров отражения зондирующего излучения, а расчёт температуры непосредственно в сердцевине и оболочках осуществляется численно.

Как правило, теоретический анализ тепловых эффектов в лазерах, проведённый на основе уравнения теплопроводности с соответствующими граничными условиями, основывается на целом ряде допущений относительно модели и используемых величин. Именно поэтому встаёт задача непосредственного измерения температуры и тепловых искажений параметров лазерного излучения внутри активной среды. Многочисленные методики тепловизорных, интерферометрических и поляризационных измерений температуры и напряжений в активных элементах были опробованы в экспериментах с объёмными твердотельными лазерами [18, 19]. В мощных волоконных лазерах геометрия активной среды и способы теплоотвода делают трудноосуществимыми контактные методы измерения, а методы, основанные на исследовании теплового излучения, не обладают достаточным пространственным разрешением. В настоящей работе для измерения температуры используется волоконный интерферометр. При этом измеряется полное изменение фазы зондирующего излучения на всей длине активного волокна, обусловленное изменением показателя преломления (ИПП).

В условиях оптической накачки к ИПП в сердцевине световода приводят следующие два механизма: разогрев активного волокна за счёт разности энергий квантов излучения накачки и генерации (см. рис.1) и изменение

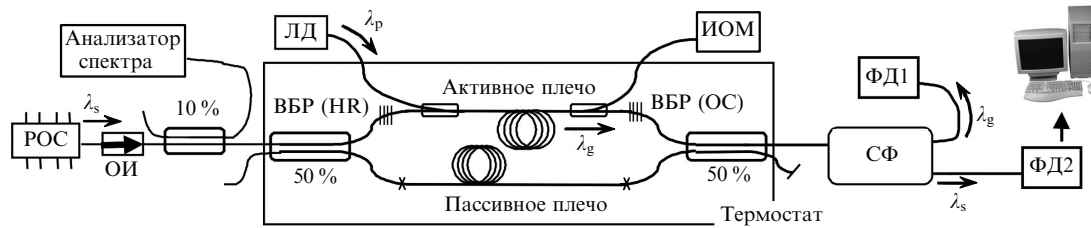


Рис.2. Схема экспериментальной установки:

ЛД – диоды накачки (λ_p); РОС – источник зондирующего излучения ($\lambda_s = 1564$ или 1304 нм); ОИ – оптический изолятор; $\lambda_g = 1064$ или 1540 нм – длина волны лазерного излучения; ИОМ – измеритель оптической мощности; ФД1, ФД2 – фотоприёмники; ВБР (HR), ВБР (OC) – «глухая» и выходная волоконные брэгговские решётки; СФ – спектральный фильтр, отделяющий зондирующее излучение от излучения лазерной генерации.

поляризации (в оптическом диапазоне частот) активной среды при изменении населённости лазерных уровней [6].

В соответствии со вторым механизмом перераспределения населённости электронных уровней при оптической накачке вызывает изменение поляризуемости активного иона, в результате которого происходит локальное изменение показателя преломления, пропорциональное населённости возбуждённого состояния. При достижении порога генерации инверсия принимает стационарное значение, что и позволяет измерять температуру интерферометрическим методом в условиях лазерной генерации.

Следует отметить, что физические процессы, ответственные за ИПП, имеют различные временные характеристики, и это используется для разделения их вклада при проведении кинетических измерений. По кинетике ИПП можно определить разность температур сердцевин и полимерной оболочки активного волокна, а также тепловые свойства полимера [20, 21].

В настоящей работе измеряется стационарный разогрев сердцевин активного световода волоконного лазера в зависимости от мощности накачки и условий теплоотвода до и после порога генерации. Для этого используется интерферометрический метод измерения температуры с помощью зондирующего излучения с длиной волны, лежащей вдали от полосы поглощения активных ионов [22]. Источником такого излучения является полупроводниковый РОС-лазер, сигнал которого после прохождения 50%-ного волоконного ответвителя направляется в два плеча интерферометра Маха – Цендера; одно из них представляет собой резонатор волоконного лазера на основе исследуемого активного световода. Параметры РОС-лазеров – источников зондирующего излучения – таковы: длины волн 1564 и 1304 нм, ширины линии излучения 2 и 30 МГц, длины когерентности 103 и 7 м соответственно. В первом лазере выходным световодом служило волокно, поддерживающее поляризацию, во втором лазере использовался одномодовый световод SMF-28.

Изменение показателя преломления, возникающее при оптической накачке активной среды в одном из плеч, приводит к изменению оптической разности хода волн зондирующего излучения и, соответственно, интенсивности на выходе интерферометра:

$$I_{\text{out}} \sim I[1 + \cos \Delta\varphi(t)], \quad (1)$$

где $\Delta\varphi(t)$ – изменение разности фаз в зависимости от времени.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.2.

РОС-лазер с длиной волны 1.3 мкм, используемый для экспериментов с эрбиевым волокном, обладает длиной когерентности, сравнимой с длиной волоконного резонатора. Поэтому при длине плеч интерферометра выше 10 м в спектральном диапазоне усиления полупроводниковой активной среды могут генерироваться несколько продольных мод резонатора, формируемого торцами волокон выходного ответвителя с прямыми сколами, что вносит временные искажения в интерференционную картину. В связи с этим необходимо подавлять обратное отражение от этих сколов (с использованием оптического изолятора или косоугольного скола) и контролировать спектр зондирующего излучения (в работе используется схема оптического гомодинирования)

Волоконные интерферометры на изотропном одномодовом световоде с длиной плеч до нескольких метров чрезвычайно чувствительны к внешним колебаниям давления и температуры, обусловленным как непосредственным влиянием на эффективный показатель преломления моды, так и изменением состояния поляризации. Поэтому для стабилизации интерференционной картины оптическую схему интерферометра необходимо помещать в теплоизолированный термостат (рис.2).

Методика измерений состоит в следующем: при каждом уровне мощности накачки устанавливается стационарное состояние, после чего определяется полный сдвиг фаз, соответствующий данной мощности. Подробное описание методики, а также результаты калибровочных измерений с внешним нагревом одного из плеч (активного или пассивного) даны в [22]. На рис.3 приведен пример интерференционного сигнала, снятого при измерениях с иттербиевым световодом.

Температурный коэффициент показателя преломления для плавленого кварца $dn/dT = 10^{-5} K^{-1}$ [23]. При калибровке различных активных волокон это значение изменялось в пределах 10% , поэтому в дальнейшем при оценках температуры мы будем пользоваться справочными данными.

Нами исследовались как волокна, легированные ионами Yb^{3+} , а так и Yb^{3+}/Er^{3+} -волокна. Параметры использованных активных световодов представлены в табл.1.

Эксперименты с иттербиевыми активными волокнами проводились при различных условиях охлаждения: световоды находились в условиях свободной конвекции на воздухе и в воде; световоды размещались в волоконном блоке и заливались специальным теплоотводящим полимером. Результаты эксперимента с иттербиевыми

Табл.1. Параметры исследованных волоконных лазеров.

Активные среды	Длина (м)	Концентрация ионов (ppm)	Радиус сердцевины (мкм)	Длина волны накачки (нм)	Коэффициент поглощения накачки (дБ/м)	Δl (10^{-3})	Коэффициент пропускания ВБР (ОС)
Yb ³⁺	4	4200	5	968	1.2	12.5	-5.5
Yb ³⁺ /Er ³⁺	7	5700/173	6.8	972	1.9	16	-5.9

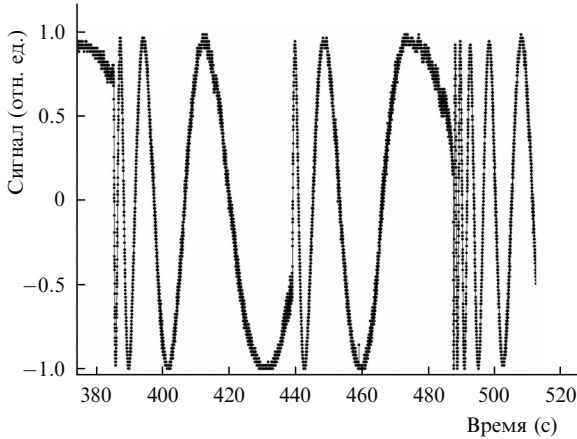


Рис.3. Изменение во времени интерференционного сигнала при ступенчатом изменении мощности накачки (моменты переключения мощности накачки на графике соответствуют примерно 385, 440 и 487 с).

световодами представлены на рис.4. Полученные зависимости среднего по длине активного волокна прироста температуры от поглощённой мощности накачки P (рис.4,а) для режима лазерной генерации приближённо описываются линейной функцией вида $f(P) = mP + f_0$, где m – коэффициент наклона.

Как видно из рис.4,а, вблизи порога генерации наблюдается нелинейность в зависимости $\Delta T_{\text{mean}}(P)$ для

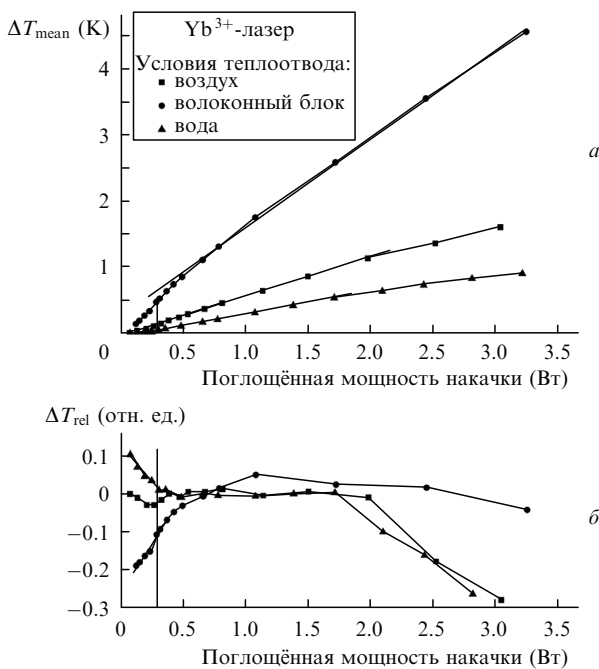


Рис.4. Зависимости среднего по длине прироста температуры (а) и относительного разогрева волокна, полученные вычитанием из экспериментальных зависимостей их линейных аппроксимаций (б), от поглощённой мощности накачки в экспериментах с иттербиевым волоконным лазером при различных условиях теплоотвода. Вертикальной линией обозначен порог лазерной генерации.

эксперимента с волоконным блоком – уменьшение наклона в 1.5 раза после достижения порога. Для остальных зависимостей нелинейность вблизи порога также имеет место, и для наглядности на рис.4,б изображены их разности с соответствующими линейными аппроксимациями, т. е. зависимости вида

$$\Delta T_{\text{rel}} = \frac{\Delta T(P) - f(P)}{m} \tag{2}$$

Результаты измерения со световодом, легированным ионами Yb³⁺/Er³⁺, в условиях воздушного конвекционного теплообмена представлены на рис.5; это зависимость среднего по длине прироста температуры от мощности накачки, а также кинетика изменения фазы при переключении мощностей накачки, соответствующие осцилляциям на рис.3.

Как видно из рис.4 и 5, коэффициенты наклона данных зависимостей для иттербиевых и эрбиевых волокон в условиях конвекционного теплоотвода отличаются в 5.9 раза, что примерно соответствует отношению размена квантов накачки и генерации для данных активных сред.

Представленные зависимости разности фаз от времени приближённо описываются как

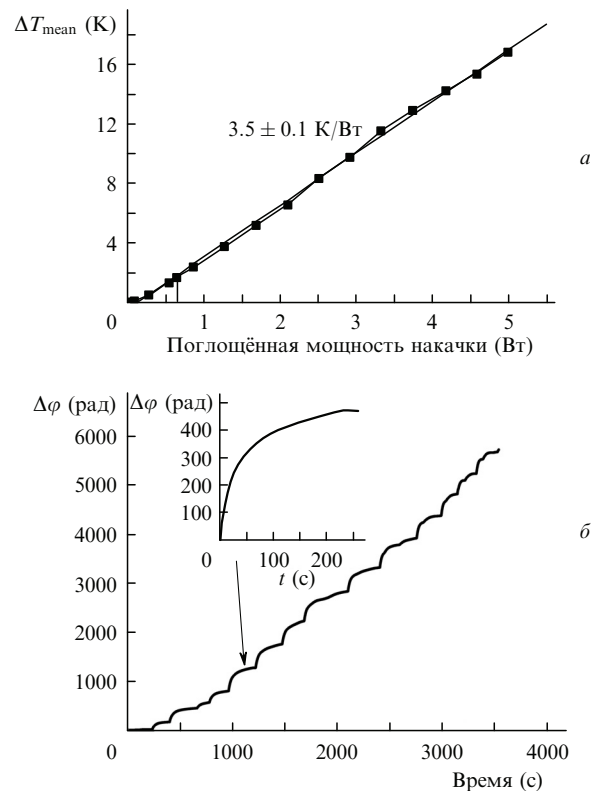


Рис.5. Зависимости среднего по длине волокна прироста температуры от поглощённой мощности излучения накачки (а), а также разности фаз от времени (б) в экспериментах с Yb³⁺/Er³⁺-лазером. На вставке изображён отложенный от начала координат участок кривой (указан стрелкой) в увеличенном масштабе.

$$\Delta\varphi(t) = A_1[1 - \exp(-t/\tau_1)] + A_2[1 - \exp(-t/\tau_2)] + at, \quad (3)$$

где a – константа, характеризующая медленный разогрев термостата. Характеристические времена для различных «ступенек» лежат в интервалах $\tau_1 = 2.5 - 7$ с, $\tau_2 = 20 - 30$ с.

Мы предполагаем, что первое слагаемое в (3) определяет установление квазистационарного температурного профиля в волокне, а все дополнительные слагаемые связаны с разогревом теплоотводящей среды и термостата. Под «квазистационарностью» подразумевается тот факт, что неоднородность распределения температуры по поперечному сечению волокна много меньше её абсолютного значения, и время установления неоднородности существенно меньше чем, чем τ_1 и τ_2 [14].

Для оценки скорости теплоотвода цилиндрически-симметричного активного волокна, состоящего из легированной сердцевины диаметром d , кварцевой оболочки радиусом r_0 и полимерной оболочки радиусом b (рис.6), воспользуемся соотношением теплового баланса:

$$(c_v^{\text{qu}} A_{\text{clad}} + c_v^{\text{pol}} A_{\text{pol}}) \frac{d\Delta T}{dt} = \eta Q A_{\text{core}} - h^T l \Delta T, \quad (4)$$

где c_v^{qu} , c_v^{pol} – теплоёмкости плавленного кварца и полимера на единицу объёма; A_{clad} , A_{pol} , A_{core} – площади многомодовой оболочки, полимерной оболочки и легированной сердцевины; Q – мощность накачки, поглощаемая в единицу объёма; l – периметр внешней оболочки; η –

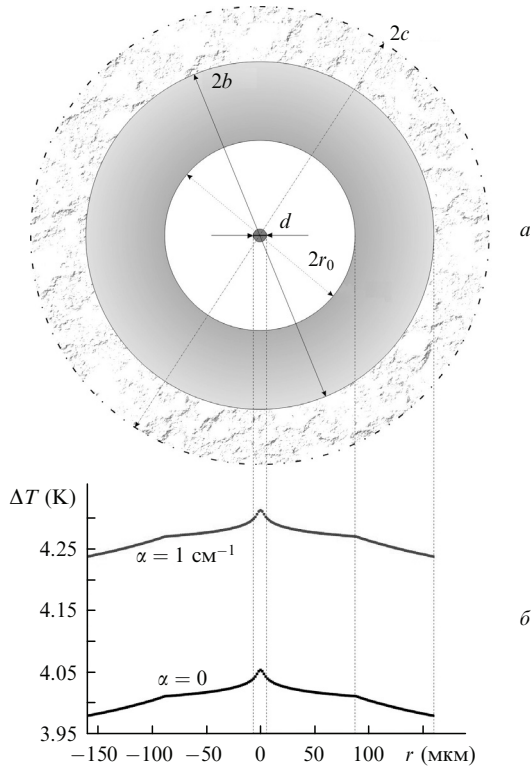


Рис.6. Геометрия поперечного сечения световода (d – диаметр легированной сердцевины, r_0 – радиус оболочки из плавленного кварца, b – внешний радиус полимерной оболочки); четырёхслойная модель содержит дополнительную внешнюю полимерную оболочку радиусом c (показана штрих-пунктиром в непропорциональном масштабе) (а) и зависимость температуры разогрева волокна от радиуса в трёхслойной модели (б); α – коэффициент поглощения излучения в полимерном материале.

часть мощности накачки, переходящая в тепло; ΔT – разность температур волокна и окружающей среды.

Решением уравнения (4) является зависимость

$$\Delta T(t) = \Delta T_{\text{st}}[1 - \exp(-t/\tau)], \quad (5)$$

где

$$\Delta T_{\text{st}} = \frac{\eta Q A_{\text{core}}}{h^T l}; \quad \tau = - \frac{h^T l}{c_v^{\text{qu}} A_{\text{clad}} + c_v^{\text{pol}} A_{\text{pol}}}$$

– время установления стационарной температуры.

Для расчётов используем следующие параметры модели: $d = 10$ мкм, $r_0 = 87.5$ мкм, $b = 160$ мкм, $\eta = 0.1$, $C_v^{\text{qu}} = 2.14 \times 10^6$ Дж·м⁻³·К⁻¹ [14], $C_v^{\text{pol}} = 1.33 \times 10^6$ Дж·м⁻³·К⁻¹ [24] (полимер Sylgard® 182).

При измеренном в эксперименте времени установления температуры разогрева τ_1 из расчёта получаем коэффициент теплопередачи h^T для границы полимер – воздух $h^T = 15 - 45$ Вт·м⁻²·К⁻¹.

Чтобы объяснить уменьшение наклона кривой на рис.4,а вблизи порога генерации, мы предложили коаксиальную модель разогрева активного волокна [25]: поглощение спонтанного излучения в полимерном покрытии волокна приводит к дополнительному разогреву, а следовательно, к увеличению коэффициента наклона в зависимости средней температуры от мощности накачки в допороговом режиме. Для упрощённого количественного рассмотрения модели воспользуемся стационарным уравнением теплопроводности, которое для случая поглощения излучения в полимерной оболочке будет иметь следующий вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\eta Q}{k_{\text{qu}}} = 0, \quad r < \frac{d}{2}, \quad (6)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{d}{2} < r < r_0, \quad (7)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\alpha I_0}{k_{\text{pol}}} \frac{r_0}{r} \exp[-\alpha(r - r_0)] = 0, \quad r > r_0, \quad (8)$$

где k_{qu} – коэффициент теплопроводности плавленного кварца; α – коэффициент поглощения оптического излучения для диапазона длин волн спонтанной люминесценции в полимерном покрытии; I_0 – интенсивность излучения люминесценции при $r = r_0$.

В данном случае мы предполагаем, что спонтанное излучение распространяется изотропно и полное внутреннее отражение на границе полимерного покрытия с окружающей средой отсутствует.

Введём обозначение $\chi = \alpha I_0 r_0 \exp(\alpha r_0)$, и тогда уравнение (8) запишется в виде

$$\frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial r} r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\chi}{k_{\text{pol}}} \frac{\exp(-\alpha r)}{r} = 0. \quad (9)$$

Общее решение уравнений (6)–(8) таково:

$$T_1(r) = - \frac{\eta P}{4k_{\text{qu}}} r^2 + C_1, \quad r < \frac{d}{2}, \quad (10)$$

$$T_2(r) = C_2 \ln r + C_3, \quad \frac{d}{2} < r < r_0, \quad (11)$$

$$T_3(r) = d_1 \ln r + \frac{\lambda}{\alpha k_{\text{pol}}} \text{Ei}(-\alpha r) + d_2, \quad r > r_0, \quad (12)$$

где C_1, C_2, C_3, d_1, d_2 – постоянные, определяемые из граничных условий; $\text{Ei}(x) = \int_{-\infty}^x (e^t/t) dt$ – интегральная экспонента.

В качестве дополнительных параметров для численной модели возьмём $h^T = 25 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-1}$, $Q = 4(dP/dz) \times (\pi d^2)^{-1}$, $I_0 = (1 - \eta)(dP/dz)/(2\pi r_0)^{-1}$, $k_{\text{qu}} = 1.46 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ и $k_{\text{pol}} = 0.3 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$.

На рис. 6, б приведена зависимость температуры в световоде от радиуса при коэффициентах поглощения излучения спонтанной люминесценции в полимерном материале $\alpha = 0$ и 1 см^{-1} .

Для более обобщённого описания распределения температуры вблизи поверхности волокна необходимо модифицировать геометрию тепловой задачи, введя дополнительный четвёртый слой, являющийся по сути теплоотводящим и демпфирующим полимером в заливке волоконного блока, в котором происходит поглощение излучения люминесценции (рис. 6, а). Примем, что коэффициент теплопроводности четвёртого слоя $k_4 = 0.2 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ (полимер WACKER SilGel® 612 + 8% Al_2O_3 [26]), и будем варьировать его внешний радиус.

На рис. 7 изображены зависимости отношения температуры в сердцевине волокна для коаксиальной модели к температуре в обычной модели, не учитывающей поглощения в оболочке, от коэффициента поглощения.

Заметим, что это отношение не зависит от мощности накачки, поскольку в обоих случаях она входит в качестве пропорционального множителя во все выражения для температуры. Из рис. 7 видно, что значительное повышение температуры в волокне в трёхслойной модели происходит только при достаточно высоких коэффициентах поглощения ($\alpha > 10 \text{ см}^{-1}$), чего на практике не бывает. При наличии дополнительной полимерной оболочки с радиусом, сравнимым с толщиной использованного в эксперименте волоконного блока (около 0.5 см), уже при $\alpha = 0.2 - 0.33 \text{ см}^{-1}$ волокно и прилегающий полимер разогреваются в два раза сильнее.

В отсутствие внешней полимерной оболочки увеличение наклона в зависимости $\Delta T = f(P)$ связано с тем, что эффективный по спектру размен квантов для случая спонтанной люминесценции меньше, чем для вынужденной люминесценции на длине волны 1064 нм. Увеличение

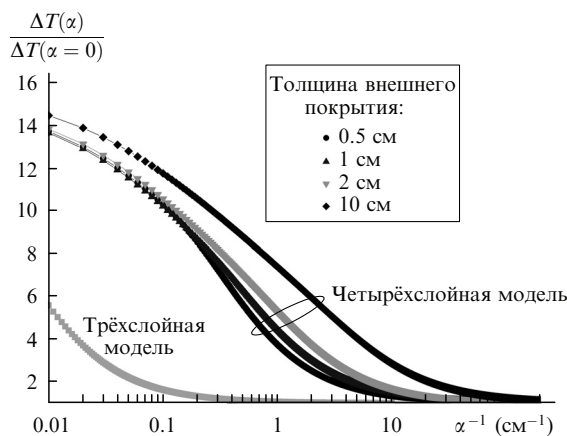


Рис. 7. Отношение температур в сердцевине волокна для трёхслойной и четырёхслойной геометрий при различных радиусах внешней оболочки c в зависимости от эффективной длины поглощения.

наклона более отчётливо проявляется в эксперименте с водяным охлаждением, а в условиях воздушного теплообмена оно практически незаметно (см. рис. 4).

Эффективный размен квантов можно вычислить исходя из спектральной зависимости для сечения люминесценции активных ионов. Спектральная плотность мощности спонтанной люминесценции связана с сечением люминесценции соотношением [27]

$$P_{\text{lum}} \sim \sigma_{\text{em}}(\lambda)/\lambda^5. \quad (13)$$

Нормировав это выражение на безразмерную единицу, можно вычислить зависимость эффективности размена квантов от длины волны накачки. Для сечений ионов Yb^{3+} в фосфорсилкатных световодах, измеренных в [27], искомая зависимость изображена на рис. 8.

Эффективная длина волны спонтанной люминесценции λ_{eff} при этом составляет $\sim 1003 \text{ нм}$. Явление антистоксовой люминесценции при накачке на длинах волн, больших λ_{eff} , используется в технологии твердотельного лазерного охлаждения [28]. В идеальных условиях отношение разменов квантов для режимов спонтанной и вынужденной люминесценции должно быть равно отношению коэффициентов наклона до и после порога генерации в полученных нами зависимостях. В условиях нашего эксперимента эта особенность сглаживается вследствие нескольких факторов. Это связано, во-первых, с частичным поглощением излучения накачки в полимерном покрытии волокна, а также с наличием усиленного спонтанного излучения, которое дополнительно снимает инверсию в протяжённой активной среде и приводит к разогреву световода. Во-вторых, часть излучения спонтанной люминесценции распространяется в многомодовом волноводе, сформированном за счёт полного внутреннего отражения на границе полимер – окружающая среда, и поглощается более эффективно. Числовая апертура данного волновода будет меньше при водяном охлаждении (показатель преломления воды 1.33), вследствие чего увеличение коэффициента наклона проявляется более отчётливо.

В общем случае особенности теплового режима активного волокна при малых мощностях накачки вблизи порога генерации определяются совокупным влиянием всех указанных выше факторов.

Существенный интерес представляет случай больших мощностей накачки. С увеличением мощности стоит

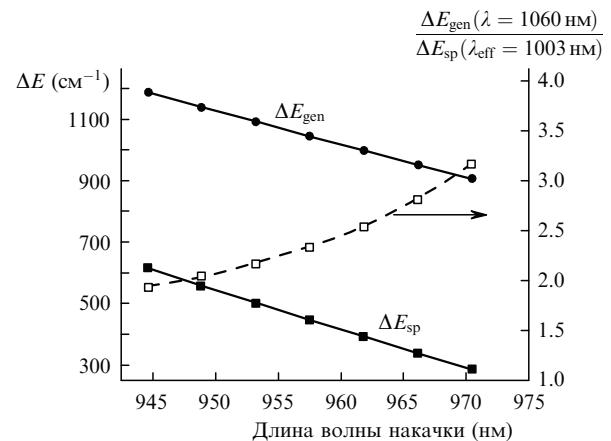


Рис. 8. Зависимости размена квантов для спонтанной люминесценции (■) и вынужденного излучения с $\lambda = 1060 \text{ нм}$ (●), а также их отношения (□) от длины волны накачки.

ожидать отклонения от линейного закона в зависимости температуры от мощности накачки (что наблюдается уже в наших экспериментах, см. рис.4). Это связано с зависимостью коэффициента теплообмена h^T от разности температур вблизи поверхности волокна. Уравнение подобия для процессов свободной конвекции в случае горизонтальных цилиндров имеет следующий вид [29]:

$$\overline{Nu} = 0.36 + \frac{0.518(Gr Pr)^{1/4}}{[1 + (0.559/Pr)^{9/16}]^{4/9}}, \quad (14)$$

где $\overline{Nu} = h^T D / k_{air}$ – число Нуссельта; $Pr = \nu / \chi$, $Gr = g\beta\Delta T D^3 / \nu^2$ – числа Прандтля и Грасгофа для охлаждающей среды; $D = 2b$ – диаметр волокна; ν – кинематическая вязкость; $\chi = k / c_v$ – коэффициент температуропроводности; β – коэффициент объёмного расширения; g – ускорение свободного падения. Для воздуха при температуре 290 К $Pr = 0.54$, а выражение (14) при подстановке соответствующих параметров принимает вид

$$\overline{Nu} = 0.36 + 0.049 \sqrt[4]{\frac{\Delta T}{1K}}. \quad (15)$$

При малой разности температур вторым слагаемым можно пренебречь, и для текущей геометрии задачи по оценке коэффициент теплообмена $h^T \approx 58 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$, что превышает полученные экспериментально значения. В реальной ситуации волокно сматывается в кольцо, что приводит к ухудшению теплоотвода, возникновению локальных перегревов и уменьшению эффективного коэффициента теплообмена.

Помимо указанной в (15) корневой зависимости коэффициента теплообмена от разности температур вблизи внешней границы волокна, определённый вклад также могут вносить зависимости тепловых параметров окружающей среды от температуры (вязкость, теплоёмкость, теплопроводность).

В планируемых экспериментах по измерению температуры при больших мощностях накачки и генерации ограничения будут накладываться лучевой и тепловой стойкостью используемых оптических элементов, в первую очередь – выходного одномодового 50 %-ного ответвителя, демонстрирующего стабильность своих оптических характеристик при мощностях излучения до 20 Вт. В связи с этим измерения при больших мощностях уместно проводить с использованием волоконного интерферометра Майкельсона, позволяющего наблюдать интерференцию зондирующего излучения, отражённого от прямого скола активного волокна, либо соответствующим образом просветлённого коллиматора.

Таким образом, нами представлены результаты экспериментальных исследований тепловых эффектов в волоконном лазере на основе интерферометрической методики измерения температуры в сердцевине активного световода в условиях мощной оптической накачки. Проведено измерение температуры в волокнах, легированных ионами Yb^{3+} и Er^{3+} , при мощностях накачки до 15 Вт [22] и 5 Вт соответственно при различных длинах волн накачки. В зависимости средней температуры от поглощённой мощности накачки обнаружена нелиней-

ность вблизи порога генерации, определяемая оптическими и тепловыми свойствами полимерного покрытия, а также люминесценцией активной среды. Предложена коаксиальная модель разогрева и представлены численные оценки влияния данных эффектов на температуру активной среды. На основе кинетики разогрева активного световода при воздушном конвекционном охлаждении получены оценки коэффициента теплообмена на границе полимер – воздух для волокна заданной геометрии. Полученные численные значения могут быть использованы при моделировании теплового режима работы волоконного лазера, в том числе и в случае больших мощностей.

1. Вудс С., Дака М., Флин Г. *Фотоника*, № 4, 6 (2008).
2. Gapontsev V.P., Samartsev I.E., in *OSA Proc. on ASSL* (Solt Lake City, 1990, vol. 6, p. 258).
3. Fomin V., Abramov M., Ferin A., et al., in *Abstracts 14th Intern. Conf. Laser Optics 'LO-2010'* (St.Petersburg, 2010, P. TuSy-1.3).
4. Dawson J.W., Messerly M.J., Beach R.J., et al. *Opt. Express*, **16**, 13240 (2008).
5. Boulon G. *J. Alloys and Compounds*, **451**, 1 (2008).
6. Dignonnet M.J.F., Sadowski R.W., Shaw H.J., Pantell R.H. *Opt. Fib. Techn.*, **3**, 44 (1997).
7. Van den Hoven G.N., Snoeks E., Polman A., et al. *J. Appl. Phys.*, **79**, 1258 (1996).
8. Jeong Y., Yoo S., Codemard C.A., Nilsson J., et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **13**, 573 (2007).
9. Вяткин М.Ю., Грабарник С.П., Рябушкин О.А. *Квантовая электроника*, **35**, 323 (2005).
10. Brilliant N.A., Lagonik K. *Opt. Lett.*, **26**, 1669 (2001).
11. Brown D.C., Hoffman H.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 207 (2001).
12. Zintzen B., Langer T., Geiger J., Hoffmann D., Loosen P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6873**, 687319-1 (2008).
13. Lapointe M.-A., Chatigny S., Piché M., Cain-Skaff M., Maran J.-N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6873**, 687319-1 (2009).
14. Davis M.K., Dignonnet M.J.F., Pantell R.H.J. *Lightwave Technol.*, **16**, 1013 (1998).
15. Yong Wang, Chang-Qing Xu, Hong Po. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **16**, 63 (2004).
16. Yan P., Xu A., Gong M. *Opt. Engineering*, **45**, 124201 (2006)
17. Jeong Y., Baek S., Dupiez P., et al. *Opt. Express*, **16**, 19865 (2008).
18. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
19. Chenais S., Druon F., Forget S., et al. *Progress Quantum Electron.*, **30**, 89 (2006).
20. Fotiadi A., Antipov O., Megret P. *Opt. Express*, **16**, 12658 (2008).
21. Gainov V., Ryabushkin O.A., in *Proc. 3rd EPS-QEOD Europhoton Conf.1* (Paris, 2008, THoD.5).
22. Гайнов В.В., Шайдуллин Р.И., Рябушкин О.А. *ПТЭ*, № 6, 86 (2010).
23. *Таблицы физических величин. Справочник*. Под ред. И.К.Кикоина (М.: Атомиздат, 1976).
24. Reinert F., Luthy W. *Opt. Express*, **13**, 10749 (2005).
25. Шайдуллин Р.И., Гайнов В.В., Рябушкин О.А. *Труды VII Межд. конф. «Лазерная физика и оптические технологии»* (Минск, 2008, т. 2, с. 461).
26. <http://www.wacker.com>, <http://www.swiss-composite.ch/pdf/t-Sil-gel-612.pdf>.
27. Мелькумов М.А., Буфетов И.А., Кравцов К.С., Шубин А.В., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **34** (9), 843 (2004).
28. Петрушкин С.В., Самарцев В.В. *Лазерное охлаждение твёрдых тел* (М.: Физматлит, 2004).
29. Lienhard J.H. IV, Lienhard J.H. V. *A Heat Transfer Textbook* (Cambridge, MA: Phlogiston Press, 2001).