

Изменение показателя преломления и температуры в сердцевине активных волоконных световодов при оптической накачке

В.В.Гайнов, О.А.Рябушкин

Приведены результаты исследований изменения показателя преломления (ИПП) в сердцевине активных кварцевых световодов, легированных ионами Yb^{3+} , при импульсной накачке волоконного лазера. Измерение кинетики ИПП, основанное на использовании интерферометра Маха–Цендера, позволяет разделять вклад электронного и теплового механизмов ИПП и количественно определять неоднородность температурного профиля в волокне.

Ключевые слова: волоконный лазер, интерферометр Маха–Цендера, профиль показателя преломления, поперечное распределение температуры, разность поляризуемостей.

1. Введение

Мощные одномодовые волоконные лазеры на основе кварцевых световодов, активированных редкоземельными (РЗ) ионами, широко применяются в лазерной обработке материалов [1]. Наиболее распространенными типами активных световодов являются маломодовые (в том числе одномодовые) световоды, легированные ионами Yb^{3+} (генерация излучения в области длин волн 975–1100 нм), а также ионами Er^{3+} , обеспечивающими усиление излучения в диапазоне длин волн 1535–1600 нм, с добавлением ионов иттербия для эффективного фотовозбуждения на длине волны излучения накачки (920–970 нм) полупроводниковых лазерных диодов.

Для ввода излучения накачки используется так называемый световод с двойной оболочкой, в котором многомодовое излучение накачки поглощается в волноведущей сердцевине, легированной РЗ ионами. Как правило, это световоды со ступенчатым профилем показателя преломления (ППП) (рис. 1). Для получения больших оптических мощностей и снижения порога нелинейных эффектов в большинстве мощных волоконных лазеров используются маломодовые световоды с большим диаметром основной моды. Хотя в общем случае активные ионы внутри сердцевины такого волокна распределены неоднородно [2], в дальнейшем при модельном рассмотрении свойств активных световодов будем считать, что РЗ ионы распределены однородно внутри цилиндра диаметром d , сердцевина световода имеет диаметр a , и будем характеризовать перекрытие поля основной моды волокна с областью легированной сердцевины коэффициентом Γ_{core} .

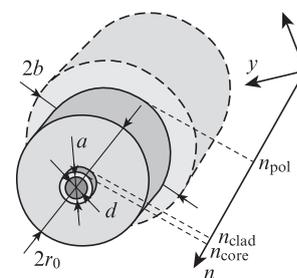


Рис. 1. Схематическое представление профиля показателя преломления активного волокна.

Поглощение излучения накачки в активной среде сопровождается разогревом волокна (при этом спектры сечений существенно изменяются с вариациями температуры [3, 4]) и изменением профиля показателя преломления. Значительное (10^{-4} – 10^{-3}) изменение разности показателей преломления сердцевины n_{core} и оболочки n_{clad} в мощных волоконных лазерах и усилителях существенно влияет на модовые характеристики активных волокон.

В настоящей работе рассмотрены следующие два основных механизма, приводящих к ИПП в условиях оптической накачки:

- 1) разогрев активного волокна за счет размена энергии квантов накачки и генерации, а также за счет поглощения и рассеяния в активной среде [5, 6] и в полимерном покрытии;
- 2) изменение поляризации активной среды при изменении населенностей лазерных уровней [7–9].

Зависимость показателя преломления от температуры активной среды для кварцевого стекла характеризуется термооптическим коэффициентом $\alpha_T = 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [10]. Влияние поперечной неоднородности температуры на ППП активного световода достаточно подробно исследовано в теоретической работе [6]. На основе численного расчета показано, что заданное предельно допустимое значение ИПП в сердцевине активного волокна определяет максимальную тепловую мощность, выделяемую в единице объема активной среды. При этом влиянием фотоупругих эффектов в волокнах типичной геометрии можно пренебречь. Для активного иттербиевого световода с диаметром серд-

В.В.Гайнов, О.А.Рябушкин. Научно-техническое объединение «ИРЭ-Полус», Россия, Московская обл., 141190 г. Фрязино, пл. Введенского, д. 1; Московский физико-технический институт (Государственный университет), Россия, 117303 г. Москва, ул. Керченская, д. 1А; Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 г. Фрязино, пл. Введенского, д. 1; e-mail: vg254@rambler.ru, roa228@mail.ru

Поступила в редакцию 28 февраля 2011 г., после доработки – 5 июля 2011 г.

цевины 9.2 мкм и заданным допустимым ИПП, равным 0.002, предельная мощность генерируемого излучения на единицу длины волокна составила 2.9 кВт/см, что почти на три порядка превышает соответствующие значения для современных мощных одномодовых волоконных лазеров и усилителей [11, 12]. Тем не менее представляет интерес экспериментальное исследование влияния мощной оптической накачки на неоднородность температуры в активном волокне в сравнении с ее абсолютным значением, поскольку модовые свойства активных маломодовых световодов с большим диаметром основной моды (так называемых LMA-волокон) чувствительны к гораздо меньшим градиентам показателя преломления [13].

При резонансном поглощении излучения в активных ионах происходит изменение населенности электронных уровней и, соответственно, изменение поляризации активной среды. Данный механизм далее будем называть электронным механизмом ИПП. Соответствующее ИПП с учетом локального поля удобно описывать с помощью формулы Лоренц – Лоренца:

$$\frac{(n - i\kappa)^2 - 1}{(n - i\kappa)^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \sum_i p_i(\omega) N_i, \quad (1)$$

$$p_i(\omega) = \frac{e^2}{m_e} \sum_j \frac{f_{ij}}{\omega_{ij}^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_{ij}}, \quad (2)$$

где n – действительная часть показателя преломления; κ – коэффициент экстинкции; $p_i(\omega)$ – поляризуемость атома (иона) в i -м состоянии на частоте ω ; N_i – населенность i -го состояния; ω_{ij} , Γ_{ij} и f_{ij} – частота, коэффициент затухания и сила осциллятора соответствующего перехода; e и m_e – заряд и масса электрона. Сила осциллятора определяется как отношение скорости релаксации возбужденного состояния, задаваемой коэффициентом Эйнштейна A_{ij} , к скорости затухания γ_{ij} классического осциллятора с частотой ω_{ij} в расчете на одну степень свободы:

$$|f_{ij}| = \frac{1}{3} \frac{A_{ij}}{\gamma_{ij}} = \frac{1}{\tau} \frac{m_e c^3}{2\omega_{ij}^2 e^2}, \quad (3)$$

где $\tau = 1/A_{ij}$ – излучательное время жизни возбужденного состояния. Для переходов с испусканием фотона $f_{ij} < 0$, в то время как для переходов с поглощением фотона $f_{ji} > 0$; при этом

$$f_{ij} = -\frac{g_j}{g_i} f_{ji}, \quad (4)$$

где g_i , g_j – кратности вырождения уровней [14].

Для малых приращений действительной части показателя преломления выражение (4) можно записать в виде

$$\Delta n = \frac{2\pi F_L^2}{n} \sum_i \Delta p_i N_i, \quad (5)$$

где $F_L = \frac{1}{3}(n^2 + 2)$ – фактор локального поля; Δp_i – разность поляризуемостей основного и i -го возбужденного уровня. В случае если происходит изменение населенностей только основного и метастабильного уровней, то в (5) остается единственное слагаемое, пропорциональное N_2 .

Исследование электронного механизма ИПП как в объемных твердотельных, так и волоконных лазерных средах проводилось многими авторами начиная с 1990-х гг. [8, 9, 15–22] (см. также обзор [7]). Изучение данного ме-

ханизма в твердотельных средах представляет интерес в связи с влиянием электронных ИПП на параметры лазерного пучка [9, 18, 20, 22], а в волоконных средах – в связи с обнаружением резонансной дисперсии в эрбиевых усилителях при оптической накачке [15, 19], а также в связи с применением в устройствах оптического переключения и когерентного сложения сигнала [7, 16, 17, 21]. В экспериментах с использованием различных конфигураций объемных и волоконных интерферометров, таких как Маха – Цендера, Майкельсона, интерферометр на волокне с двойной сердцевинной (Twin-Core Fiber), были получены значения ИПП и соответствующие силы осцилляторов переходов, а также зависимости ИПП от длины волны излучения.

В соответствии с литературными данными, преобладающий вклад в ИПП (в том числе и вблизи резонанса активных ионов), согласно разложению (2), дают дипольно-разрешенные переходы с малым временем жизни и, соответственно, с большей силой осциллятора, чем у лазерных переходов. Для рассматриваемых редкоземельных ионов в кварцевом стекле такими являются электронные переходы в состояние $5d^1$ -конфигурации, длины волн которых лежат в УФ области спектра:

$$\Delta p = \Delta p_{12} + \Delta p_{4f-5d}, \quad \Delta p_{12} \ll \Delta p_{4f-5d}. \quad (6)$$

В настоящий момент для ионов Yb^{3+} приближение (6) считается установленным фактом, в то время как для эрбиевых активных сред в литературе встречаются противоречивые сведения (сравни [7] и [19]). Несмотря на существенный объем исследований, проведенных в данной области, ни в одной из работ не измерялось ИПП в условиях лазерной генерации, что и явилось основной целью настоящей работы. При достижении порога генерации инверсия населенностей принимает стационарное значение, что позволяет напрямую выделить тепловой вклад в ИПП.

2. Методика эксперимента и результаты измерений

В настоящей работе предлагается интерферометрический нестационарный метод измерения ИПП в активных световодах в условиях люминесценции и лазерной генерации [23]. Используя импульсное возбуждение активной среды, можно разделить вклад различных физических процессов, ответственных за ИПП и имеющих различные скорости. Схема экспериментального стенда приведена на рис.2.

Были проведены измерения для фосфорсиликатных волокон, легированных ионами Yb^{3+} . В качестве источника зондирующего излучения использовался полупроводниковый РОС-лазер с длиной волны излучения $\lambda_s = 1564$ нм и шириной линии излучения 2 МГц, соответствующей длине когерентности ~ 103 м. Длина волны зондирующего излучения λ_s выбирается лежащей вдали от полос поглощения редкоземельных ионов, чтобы избежать поглощения или усиления в активной среде. Для определения вклада электронных ИПП необходимо знать разность поляризуемостей активных ионов на длинах волн λ_{gen} и λ_s . Пренебрегая затуханием осциллятора вдали от резонанса и используя (2)–(4), для времени жизни возбужденного состояния ${}^2F_{5/2}$ ионов Yb^{3+} в фосфорсиликатных световодах $\tau_1 = 1.5$ мс получаем $\Delta p|_{1.55 \text{ мкм}} = -1.1 \times 10^{-27} \text{ см}^3$. Заметим, что вычисленная разность поляризуемостей на $\lambda = 1.5$ мкм для основного перехода ионов иттербия по абсолютной величине на порядок меньше, чем измеренная в работе [21]

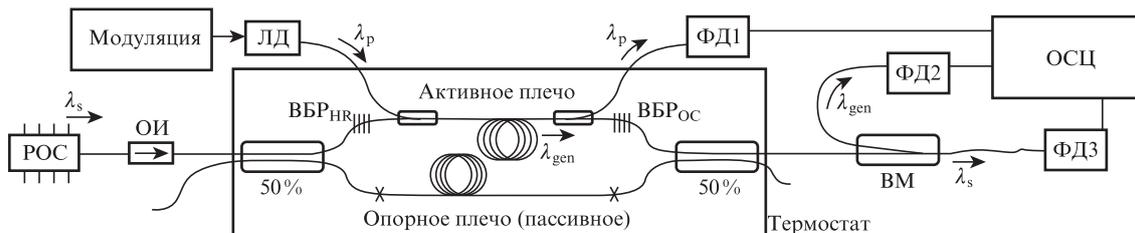


Рис.2. Схема экспериментальной установки: ЛД – диоды накачки ($\lambda_p = 964$ нм); РОС – лазерный источник зондирующего излучения ($\lambda_s = 1564$ нм); ОИ – оптический изолятор; ФД1–ФД3 – фотоприемники; ВБР_{НР}, ВБР_{ОС} – глухие и выходные волоконные брэгговские решетки соответственно; ВМ (WDM) – волоконный мультиплексор; ОСЦ – многоканальный цифровой осциллограф; $\lambda_{gen} = 1064$ нм – длина волны лазерного излучения.

Табл.1. Основные параметры исследованной активной схемы.

Длина активного волокна (м)	Концентрация ионов Yb ³⁺ (ppm)	Радиус сердцевины (мкм)	Длина волны накачки (нм)	Коэффициент поглощения накачки (дБ/м)	$\Delta n (10^{-3})$	λ_{OC} (нм)	R_{OC} (дБ)	$\Delta\lambda_{OC}$ (нм)
3	4200	5	964	1.2	14	1064	-4.31	0.42

Примечание: λ_{OC} , $\Delta\lambda_{OC}$, R_{OC} – длина волны, ширина спектра и коэффициент отражения выходной решетки.

с помощью аналогичной безрезонаторной интерференционной методики. Это подтверждает справедливость модели, основанной на предположении (6). В настоящей работе мы также измерили $\Delta\varphi$ для иттербиевых волокон на длине волны 1564 нм.

Параметры активной схемы для экспериментальной установки, представленной на рис.2, даны в табл.1.

Мощность излучения диодного лазера накачки модулировалась по амплитуде управляющим напряжением прямоугольной формы. Длительность фронта импульса накачки составила 3 мкс. Производилась одновременная запись сигналов трех фотоприемников, регистрирующих излучение накачки (ФД1), интерференционный сигнал (ФД3) и лазерное излучение (ФД2) в активном плече. На рис.3 приведен пример кинетики изменения фазы (разности фаз) $\Delta\varphi$ зондирующего излучения.

На рисунке показаны два графика изменения фазы для мощностей накачки 0.3 (1) и 1.22 Вт (2). Достижению порога генерации соответствует явно выраженный излом на кривой 2. Точное положение порога на временной шкале определяется из осциллограммы лазерного излучения. Небольшие разрывы графиков для разности фаз в допороговой области обусловлены изменением видности интерференционной картины. Результаты более детальных измерений разности фаз для иттербиевого волокна представлены на рис.4 сплошными кривыми.

При мощностях накачки больше пороговой на рис.4,а наблюдается четкий излом, соответствующий началу ге-

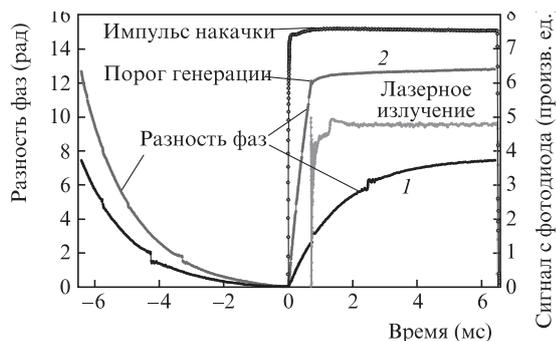


Рис.3. Кинетика разности фаз при форме импульсов оптической накачки в виде меандра.

нерации иттербиевого волоконного лазера. При превышении порога генерации инверсия в активной среде становится стационарной, но наблюдается дальнейшее увеличение $\Delta\varphi$, связанное с ростом температуры в сердцевине активного волокна (рис.4,б). Кинетика изменения фазы после выключения накачки определяется как спонтанным распадом и уменьшением населенности метастабильного уровня, так и релаксацией распределения температуры по поперечному сечению световода.

Как видно из рис.4,а, для иттербиевого волокна даже при мощности накачки, втрое превышающей пороговую, дополнительное увеличение разности фаз после достиже-

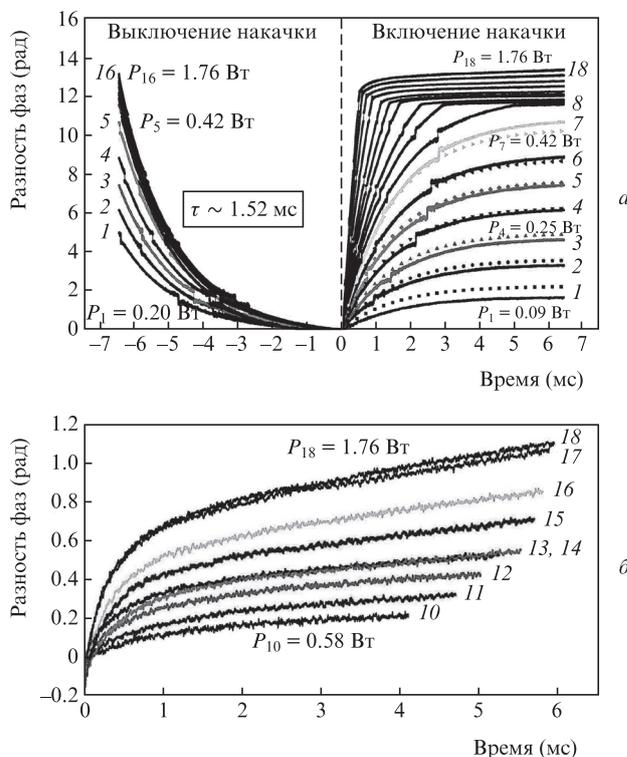


Рис.4. Зависимости разности фаз от времени при выключении и включении импульса накачки (а), а также после достижения порога генерации (б) при различных мощностях накачки. Нуль на временной шкале на рис.4,б соответствует началу лазерной генерации.

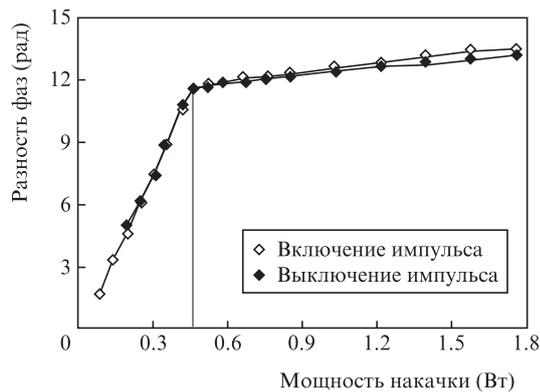


Рис.5. Зависимости полной разности фаз за время действия импульса накачки от мощности накачки для Yb^{3+} -волокна. Вертикальной чертой отмечен порог лазерной генерации.

ния порога генерации незначительно по сравнению с допороговым. Зависимости полного изменения разности фаз от амплитуды мощности накачки представлены на рис.5.

3. Анализ результатов

Большое различие углов наклона графиков на рис.5 до и после порога генерации свидетельствует о том, что допороговое изменение разности фаз обусловлено в основном электронным механизмом. Зависимость разности фаз от времени согласно разложению (5) может быть представлена в виде

$$\Delta\varphi(t) = \frac{4\pi^2 F_L^2}{n\lambda_s} \Delta p(\lambda_s) \Gamma_{\text{core}} \int_0^L N_2(z, t) dz, \quad (7)$$

где L – длина активного волокна.

Исследуемая активная схема имеет достаточно низкий пороговый коэффициент усиления, и это позволяет пренебречь влиянием усиленной спонтанной люминесценции на населенность метастабильного уровня N_2 , справедливость чего подтверждается практически линейной зависимостью полного изменения фазы от мощности накачки до порога генерации (см. рис.5). Будем также считать, что за время прохода фронта импульса накачки вдоль активной среды инверсия изменяется незначительно. При данных предположениях система скоростных уравнений в допороговом режиме имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{I}{h\nu} [\sigma_{\text{ab}} N_{\text{Yb}} - (\sigma_{\text{ab}} + \sigma_{\text{em}}) N_2] - \frac{N_2}{\tau_1}, \\ \frac{\partial I}{\partial z} = \Gamma_p I [(\sigma_{\text{ab}} + \sigma_{\text{em}}) N_2 - \sigma_{\text{ab}} N_{\text{Yb}}], \end{cases} \quad (8)$$

где $\Gamma_p = A_{\text{core}}/A_{\text{clad}}$ – коэффициент перекрытия площадей поля многомодового излучения накачки и легированной сердцевины; I и $h\nu$ – интенсивность и энергия кванта излучения накачки; σ_{ab} и σ_{em} – сечения поглощения и люминесценции; N_{Yb} – концентрация ионов Yb^{3+} ; z – продольная координата.

Для активных сред с концентрацией ионов Yb^{3+} $N_{\text{Yb}} = 4200 \text{ ppm}$ пороговая населенность верхнего уровня составляет менее 5%, поэтому можно считать, что интенсивность накачки стационарна и экспоненциально затухает вдоль активного световода с коэффициентом $\alpha_p = -\Gamma_p \sigma_{\text{ab}} N_{\text{Yb}}$. Тогда из первого уравнения системы (8) получаем

$$N_2(z, t) = \frac{I(z)}{I_{\text{sat}} [1 + I(z)/I_{\text{sat}}] (1 + \xi)} \times \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau_1} \left(1 + \frac{I(z)}{I_{\text{sat}}}\right)\right] \right\}, \quad (9)$$

где $\xi = \sigma_{\text{em}}/\sigma_{\text{ab}}$ и $I_{\text{sat}} = h\nu/[(\sigma_{\text{ab}} + \sigma_{\text{em}})\tau_1]$ – интенсивность насыщения на длине волны накачки. В конце импульса накачки устанавливается стационарное значение населенности верхнего уровня и вторым слагаемым в (9) можно пренебречь. Подставляя выражение для стационарной населенности в (7) и интегрируя по длине волокна, в приближении $I \ll I_{\text{sat}}$ получаем

$$\Delta\varphi_{\text{sum}} = \delta \Delta p P, \quad (10)$$

$$\delta = \frac{4\pi^2 F_L^2}{n\lambda_s} \frac{\Gamma_{\text{core}} N_{\text{Yb}} [1 - \exp(-\alpha_p L)]}{A_{\text{clad}} \alpha_p I_{\text{sat}} (1 + \xi)}, \quad (11)$$

где P – входная мощность накачки.

Искомую разность поляризуемостей можно определить, зная коэффициент наклона линейной зависимости левой части графика на рис.5, который равен $27.2 \pm 0.4 \text{ рад/Вт}$. Источником погрешности при этом будут также величины, входящие в коэффициент δ (см. (11)). Наибольшую погрешность вносит коэффициент перекрытия Γ_{core} , определяемый путем численного расчета профиля интенсивности основной моды исходя из заданных (с учетом погрешностей измерения) параметров профиля показателя преломления. Для исследуемого активного волокна $\Gamma_{\text{core}} = 0.64 - 0.70$, что соответствует относительной погрешности около 10%. Остальные параметры волокна $N_{\text{Yb}} = 4200 \text{ ppm} = 2.7 \times 10^{26} \text{ м}^{-3}$, $A_{\text{clad}} I_{\text{sat}} = 7.3 \text{ Вт}$, $\xi = 0.66$ имеют погрешность около 5% каждый. На основе этих данных получаем оценку для разности поляризуемостей ионов Yb^{3+} в фосфорсиликатных световодах на длине волны 1.55 мкм: $\Delta p = (2.6 \pm 0.4) \times 10^{-26} \text{ см}^3$.

Существенное отличие данной величины от полученной в работе [21] может быть связано с влиянием поля ионов окружения на спектральные характеристики лазерных переходов и переходов с высших электронных оболочек атомов РЗ элементов в кварцевом стекле (в [21] были исследованы алюмосиликатные световоды).

Интегрируя по времени уравнения (8) методом Рунге–Кутты 4-го порядка для каждого z , получаем зависимости разности фаз от времени до достижения порога генерации (см. рис.4,а). Для определенного выше значения разности поляризуемостей Δp вычисленные зависимости $\Delta\varphi(t)$ представлены на рис.4,а пунктирными кривыми.

Кинетики изменения фазы после достижения порога генерации, изображенные на рис.4,б, с хорошей точностью аппроксимируются зависимостями вида

$$\varphi(t) = A_T [1 - \exp(-t/\tau_T)] + \beta t + \beta_0, \quad (12)$$

где первое слагаемое характеризует процесс установления температурного профиля по поперечному сечению волокна. Зависимости амплитудного множителя A_T и времени тепловой релаксации τ_T от мощности накачки представлены на рис.6.

Амплитуду A_T в формуле (12) можно связать со средней по длине волокна разностью температур сердцевины и оболочки ΔT_{core} :

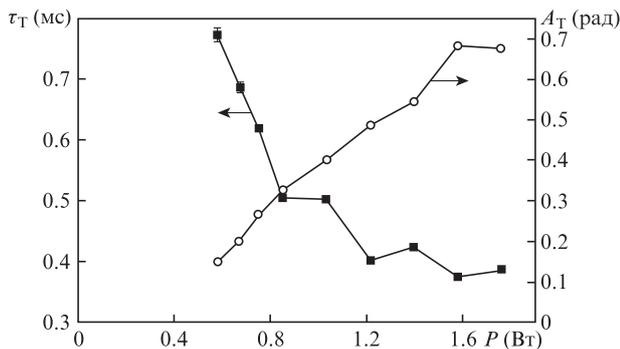


Рис.6. Зависимости амплитудного коэффициента A_T и времени тепловой релаксации τ_T от мощности накачки.

$$A_T = \frac{2\pi}{\lambda_s} n L \alpha_T \Delta T_{\text{core}}. \quad (13)$$

Для коэффициента наклона $\Delta A_T / \Delta P = 0.46$ рад/Вт (рис.6) имеем $\Delta T_{\text{core}} / \Delta P = 0.38 \times 10^{-2}$ К/Вт.

Для проверки используемой модели был проведен расчет разогрева активного волокна на основе численного решения нестационарного уравнения теплопроводности для аксиальной геометрии (рис.1): кварцевый световод радиусом r_0 с диаметром сердцевины d , легированной активными ионами, окружен слоем полимера с наружным диаметром $2b$. В этом случае уравнение теплопроводности имеет вид

$$k \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \Delta T}{\partial r} + Q = \rho c_v \frac{\partial \Delta T}{\partial t}, \quad (14)$$

где k – коэффициент теплопроводности соответствующего слоя (k_1 – для плавленого кварца и k_2 – для полимерного покрытия); ρ – плотность; c_v – удельная теплоемкость; $Q = \eta P_{\text{ab}}$ – тепловая мощность, выделяемая в единице объема; P_{ab} – мощность излучения накачки, поглощенная в единице объема; η – коэффициент преобразования поглощенной мощности накачки в тепловую мощность.

В качестве граничных условий используем условия непрерывности температуры и плотности потока тепла на границах раздела сред внутри волокна, а также условие конвекционного теплообмена на внешней стороне полимерного покрытия, характеризующегося параметром h^T :

$$k_2 \frac{\partial \Delta T}{\partial r} \Big|_b = -h^T \Delta T(b). \quad (15)$$

Уравнение (14) решалось методом конечных разностей. Использовалась дискретизация уравнения на двумерной сетке по невяной трехточечной схеме с последующим решением системы линейных уравнений методом прогонки. Важно подчеркнуть, что при расчете изменения разности фаз необходимо учитывать перекрытие профиля интенсивности основной моды волокна с температурным профилем в соответствии с поправкой теории возмущений [24]. Учитывая экспоненциальную зависимость поглощенной мощности накачки от продольной координаты z , выражение для разности фаз можно записать в виде

$$\Delta \varphi(t) = \frac{2\pi n}{\lambda_s} \frac{\alpha_T [1 - \exp(-\alpha_p L)]}{\alpha_p} \frac{\int \Delta T(t, r) \psi^2(r) dr}{\int \psi^2(r) dr}, \quad (16)$$

где r – радиус; $\psi(r)$ – нормированная скалярная амплитуда поля основной моды; $\Delta T(t, r)$ – температурный профиль в поперечном сечении волокна, соответствующий входной мощности накачки. Интегрирование в числителе и знаменателе в формуле (16) производится по поперечному сечению световода.

Для расчетов были выбраны следующие значения параметров: $k_1 = 1.46$ Вт·м⁻¹·К⁻¹, $k_2 = 0.2$ Вт·м⁻¹·К⁻¹, $d = 10$ мкм, $r_0 = 62.5$ мкм, $b = 182$ мкм, $\eta = 0.09$, $h^T = 25$ Вт·м⁻²·К⁻¹, $\rho c_v|_1 = 2.14 \times 10^6$ Дж·м⁻³·К⁻¹, $\rho c_v|_2 = 1.33 \times 10^6$ Дж·м⁻³·К⁻¹ [25] (полимер Sylgard® 182).

На рис.7 представлены зависимости изменения температуры сердцевины и оболочки волокна от времени, а также их разность при включении оптической накачки мощностью 1.55 Вт, что соответствует кривой 17 на рис.4,б. Из графика следует, что в диапазоне времени до 10 мс происходит рост температуры в сердцевине и кварцевой оболочке волокна, температура полимера при этом остается неизменной. Это и позволяет при проведении интерференционных измерений в указанном временном интервале выделять разогрев сердцевины относительно оболочки. В диапазоне единиц секунд и более происходит медленный разогрев волокна, обусловленный относительно слабым конвекционным теплообменом на границе полимер–воздух (или другая окружающая среда), при этом неоднородность распределения температуры, как показывает рис.7, оказывается почти на два порядка меньше, чем ее абсолютное значение в стационарном случае. Установление стационарной температуры происходит с существенно меньшей скоростью, чем скорости электронных ИПП и разогрева сердцевины, что и позволяет измерять это абсолютное значение. Данные измерения подробно описаны в работе [26].

В настоящей работе проведено сравнение расчетного изменения фазы за счет разогрева сердцевины с измеренным после достижения порога генерации. На рис.8 представлены расчетная и экспериментальная (кривая 17 на рис.4,б) зависимости для $P = 1.55$ Вт. Как видно из рисунка, расчетная модель дает большее значение разности фаз (и, соответственно, температуры разогрева), чем измеряемое. Это обусловлено тем, что часть возбужденных атомов дезактивируется за счет спонтанных переходов, в результате чего размен квантов оказывается существенно меньшим. В случае ионов Yb^{3+} в фосфорсилкатных световодах для заданной длины волны накачки эффективная ве-

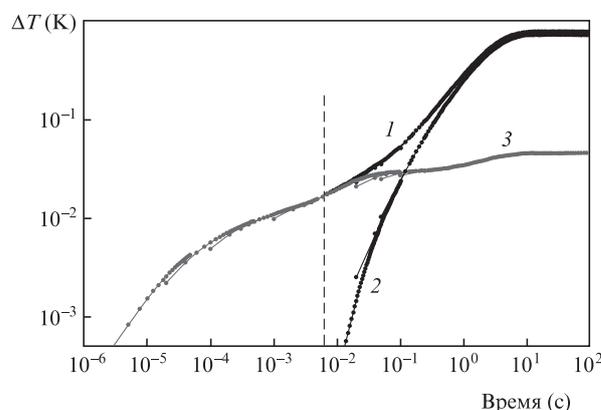


Рис.7. Зависимости изменения температуры в центре сердцевины волокна (1), на внешней границе полимерной оболочки (2) и их разности (3) от времени после включения накачки мощностью 1.55 Вт. Пунктиром обозначен момент окончания импульса накачки в эксперименте.

Табл.2. Изменения показателя преломления и температуры в Yb^{3+} -волокне для различных физических процессов.

	Тепловой (разогрев сердцевины относительно оболочки)	Электронный (разность поляризуемостей)	Тепловой (стационарный разогрев волокна в волоконном блоке)	Тепловой (стационарный разогрев волокна при воздушном теплообмене)
$\Delta T/\Delta P$ ($\text{K} \cdot \text{Вт}^{-1}$)	0.38×10^{-2}		2.2	0.7
$\Delta n/\Delta P$ (Вт^{-1})	0.38×10^{-7}	3.3×10^{-6}	2.2×10^{-5}	0.7×10^{-5}

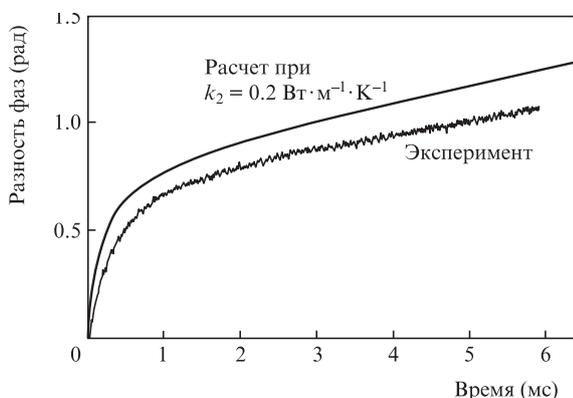


Рис.8. Сравнение расчетной и экспериментальной кинетик разности фаз.

личина размена квантов η_{sp}^{eff} оказывается равной 0.038 [25]. Точная модель должна учитывать распределение инверсии и интенсивности лазерного излучения по длине активной среды. Тем не менее, приближенные вычисления позволяют адекватно оценить порядок величин разогрева сердцевины при заданной мощности накачки.

Для сравнения вкладов различных физических процессов в общие изменения температуры и показателя преломления Yb^{3+} -волокон результаты измерений суммированы в табл.2.

В первой строке приведены значения изменения температуры в расчете на 1 Вт мощности накачки, во второй строке – соответствующие значения ИПП. В первом столбце представлены численные значения для разницы температур между сердцевиной и оболочкой активного волокна, измеренные по кинетике изменения фазы после достижения порога генерации (рис.6); во втором – значения ИПП для электронного механизма при изменении населенностей метастабильных уровней активных ионов. Для иттербиевых волокон указанные ИПП происходят только до достижения порога генерации. В третьем и четвертом столбцах приведены значения температуры разогрева и ИПП для волокна в условиях теплового равновесия при различных условиях теплоотвода: активное волокно находится либо в защитном теплоотводящем полимерном слое волоконного блока, либо в условиях свободной конвекции на воздухе. Эти данные получены нами ранее из стационарных измерений [25]. Из таблицы видно, что значение установившейся температуры в волокне примерно на два порядка превышает неоднородность температуры по поперечному сечению, что качественно подтверждает модель разогрева, изображенную на рис.7.

4. Заключение

В работе приведены результаты измерения ИПП в сердцевине активных фосфорсилкатных волокон, леги-

рованных ионами Yb^{3+} , при импульсной оптической накачке. Разработана методика кинетических измерений, позволяющая разделять вклад электронного и теплового механизмов в результирующее ИПП. Впервые экспериментально определены величины относительного разогрева сердцевины волокна в условиях лазерной генерации и проведено сравнение с абсолютным значением температуры. Представленные экспериментальные данные позволяют оценивать величины изменения профиля показателя преломления в волоконных лазерах при значительном повышении мощности накачки.

Авторы выражают благодарность аспиранту кафедры фотоники МФТИ Р.Шайдуллину, принимавшему участие в исследованиях на различных этапах работы.

1. Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **40**, 1 (2010).
2. Hotoleanu M., Söderlund M., Kliner D., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6102**, 61021T (2006).
3. Brilliant N.A., Lagonik K. *Opt. Lett.*, **26**, 1669 (2001).
4. Грух Д.А., Курков А.С., Парамонов В.М., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **34**, 1 (2004).
5. Davis M.K., Dignonet M.J.F., Pantell R.H. *J. Lightwave Technol.*, **16**, 1013 (1998).
6. Brown D.C., Hoffman H.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 207 (2001).
7. Dignonet M.J.F., Sadowski R.W., Shaw H.J., Pantell R.H. *Opt. Fib. Technol.*, **3**, 44 (1997).
8. Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронополо Ю.Г., Якубович Е.И. *Резонансные взаимодействия света с веществом* (М.: Наука, 1977).
9. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 891 (1998).
10. *Таблицы физических величин. Справочник*. Под ред. И.К.Кикоина (М.: Атомиздат, 1976).
11. Fomin V., Abramov M., Ferin A., et al. *Proc. 14th Int. Conf. on Laser Opt. «LO-2010»* (S.-Pb., 2010, paper TuSy-1.3, p. 103).
12. Jeong Y., Yoo S., Codemard C.A., Nilsson J., et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **13**, 573 (2007).
13. Bagett J.C., Monro T.M., Furusawa K., Richardson D.J. *Opt. Lett.*, **26**, 1045 (2001).
14. Ельашевич М.А. *Атомная и молекулярная спектроскопия* (М.: Эдиториал УРСС, 2001).
15. Fleming S.C., Whitley T.J. *Electron. Lett.*, **27**, 1959 (1991).
16. Arkwright J.W., Enlago P., Whitbread T.W., Atkins G.R. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **8**, 408 (1996).
17. Dignonet M.J.F., Sadowski R.W., Shaw H.J., Pantell R.H. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 299 (1997).
18. Andrade A.A., Tenório E., Catunda T., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 395 (1999).
19. Barmenkov Yu.O., Kir'yanov A.V., Andres M.V. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 2466 (2004).
20. Антипов О.Л., Бредихин Д.В., Еремейкин О.Н. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 418 (2006).
21. Fotiadi A., Antipov O., Megret P. *Opt. Express*, **16**, 12658 (2008).
22. Антипов О.Л., Анашкина Е.А., Федорова К.А. *Квантовая электроника*, **39**, 1131 (2009).
23. Gainov V., Ryabushkin O.A. *Proc. 3rd EPS-QEOD Europhoton Conf.* (Paris, 2008, paper THoD.5).
24. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).
25. Reinert F., Luthy W. *Opt. Express*, **13**, 10749 (2005).
26. Гайнов В.В., Шайдуллин Р.И., Рябушкин О.А. *Квантовая электроника*, **41**, 637 (2011).