

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Пермский национальный исследовательский
политехнический университет»
Пермский инновационный территориальный кластер
волоконно-оптических технологий «ФОТОНИКА»

ПРИКЛАДНАЯ ФОТОНИКА

APPLIED PHOTONICS

Т. 2, № 4

Издательство
Пермского национального исследовательского
политехнического университета
2015

УДК 621.383

П75

В журнале публикуются статьи, содержащие фундаментальные и прикладные результаты в области лазерной оптики, в том числе связанные с исследованиями в области технологии и свойств оптических компонентов, источников, приемников и преобразователей оптического излучения, оптических коммуникаций, оптических датчиков и информационных систем, лазерных технологий обработки материалов, фотоники в биологии и медицине, радиофотоники.

Предназначено для научных сотрудников, специализирующихся в области фотоники и оптоэлектронного приборостроения, студентов старших курсов направлений «Фотоника и оптоэлектроника», «Приборостроение», «Лазерная техника», «Волоконная оптика».

Главный редактор: *С.А. Бабин*, чл.-корр. РАН, д-р физ.-мат. наук (Новосибирск, Россия)

Заместитель главного редактора: *В.П. Первадчук*, д-р техн. наук, профессор (Пермь, Россия)

Ответственный секретарь: *Т.А. Осечкина*, канд. физ.-мат. наук (Пермь, Россия)

Редакционная коллегия:

Е.М. Дианов, акад. РАН (Москва, Россия)

Ю.Н. Кульчин, акад. РАН (Владивосток, Россия)

В.П. Матвеев, акад. РАН (Пермь, Россия)

С.А. Бабин, чл.-корр. РАН (Новосибирск, Россия)

А.Н. Гурьянов, чл.-корр. РАН (Нижний Новгород, Россия)

А.Б. Волынцев, д-р физ.-мат. наук, профессор (Пермь, Россия)

Н.А. Гиппиус, д-р физ.-мат. наук, профессор (Сколтех, Москва)

В.В. Криштон, д-р физ.-мат. наук, профессор (Хабаровск, Россия)

О.Е. Наний, д-р физ.-мат. наук, профессор (Москва, Россия)

В.П. Первадчук, д-р техн. наук, профессор (Пермь, Россия)

Д.И. Семенцов, д-р физ.-мат. наук, профессор (Ульяновск, Россия)

Е.В. Сорокин, профессор (Венский технический университет, Австрия)

Н.А. Труфанов, д-р физ.-мат. наук, профессор (Пермь, Россия)

С.К. Турицын, профессор (Университет Астон, Бирмингем, Англия)

М.П. Федорук, д-р физ.-мат. наук, профессор (Новосибирск)

А.И. Цаплин, д-р техн. наук, профессор (Пермь, Россия)

В.Б. Цветков, д-р физ.-мат. наук, профессор (Москва, Россия)

И.Н. Шардаков, д-р физ.-мат. наук, профессор (Пермь, Россия)

В.Я. Шур, д-р физ.-мат. наук, профессор (Екатеринбург, Россия)

Ю.В. Чеботаревский, д-р физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Журнал «Прикладная фотоника» зарегистрирован в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций (Роскомнадзор), свидетельство ПИ № ФС77-59184 от 03 сентября 2014 г.

Учредитель – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Пермский национальный исследовательский политехнический университет».

Адрес учредителя: 614990, Россия, г. Пермь, Комсомольский пр., 29, корп. А, к. 319, тел. +7 (342) 2-198-340, e-mail: photonics.appl.jrn@gmail.com.

ISBN 978-5-398-01557-7

© ПНИПУ, 2015

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Смирнов А.С., Бурдин В.В., Власов Д.С., Константинов Ю.А.</i>	
О применении поляризационной рефлектометрии в сохраняющем поляризацию оптическом волокне при различных установившихся температурах	311
<i>Павлов Д.В.</i>	
Методы идентификации мультипликативной погрешности волоконно-оптического гироскопа	322
<i>Беспрозванных В.Г., Кривошеев А.И., Кель О.Л.</i>	
Исследование влияния температурного фактора на состояние контура волоконно-оптического гироскопа методом бриллюэновской рефлектометрии	329
<i>Донцова Е.И., Лобач И.А., Достовалов А.В, Каблуков С.И.</i>	
Исследование поляризационных свойств генерации второй гармоники в световодах с периодически наведенной квадратичной нелинейностью	342
<i>Журавлев В.М., Золотовский И.О., Коробко Д.А., Светухин В.В., Явтушенко И.О., Явтушенко М.С., Засканов С.Г.</i>	
Усиление интерференционных структур в среде с нелинейной диффузией	358
<i>Курков А.С., Воронова О.С., Генинг Т.П., Долгова Д.Р., Песков А.Б., Абакумова Т.В., Золотовский И.О.</i>	
Влияние пикосекундного лазерного облучения in vivo на эритроциты и кожу мышей	376
Сведения об авторах	389

CONTENTS

<i>Smirnov A.S., Burdin V.V., Vlasov D.S., Konstantinov Iu.A.</i>	
About polarization-optical time domain reflectometry application in polarization-maintaining fiber at different established temperatures	311
<i>Pavlov D.V.</i>	
Methods of identification of a multiplicative error of a fiber-optical gyroscope	322
<i>Besprozvannykh V.G., Krivosheev A.I., Kel' O.L.</i>	
Investigation of temperature factor influence upon the state of fiber gyro circuit studied by Brillouin reflectometry	329
<i>Dontsova E.I., Lobach I.A., Dostovalov A.V., Kablukov S.I.</i>	
Polarization features of second harmonic generation in periodically poled silica fibers	342
<i>Zhuravlev V.M., Zolotovskii I.O., Korobko D.A., Svetukhin V.V., Iavtushenko I.O., Iavtushenko M.S., Zaskanov S.G.</i>	
Generation and growth of interference structures in the nonlinear diffusion medium	358
<i>Kurkov A.S., Voronova O.S., Gening T.P., Dolgova D.R., Peskov A.B., Abakumova T.V., Zolotovskii I.O.</i>	
Effect of picosecond laser irradiation in vivo on red blood cells and skin of mice	376
About the authors	389

УДК 535

А.С. Смирнов^{1, 2}, В.В. Бурдин^{1, 2}, Д.С. Власов¹, Ю.А. Константинов²¹ Пермский национальный исследовательский
политехнический университет, Пермь, Россия² Лаборатория фотоники Пермского научного центра
Уральского отделения РАН, Пермь, Россия

О ПРИМЕНЕНИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ В СОХРАНЯЮЩЕМ ПОЛЯРИЗАЦИЮ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УСТАНОВИВШИХСЯ ТЕМПЕРАТУРАХ

Рассматривается использование метода поляризационной рефлектометрии для контроля распределения наведенных поляризационных дефектов в катушке при различных установившихся температурах. Показан переход к количественной оценке распределенной связи поляризационных мод. Представлена корреляция между значениями h -параметра, измеренного стандартным методом, и значением, рассчитанным исходя из данных поляризационной рефлектометрии. Проведена оценка чувствительности метода к температуре.

Ключевые слова: сохраняющие поляризацию волокна, поляризационная рефлектометрия, экстинкция, h -параметр.

A.S. Smirnov^{1, 2}, V.V. Burdin^{1, 2}, D.S. Vlasov¹, Yu.A. Konstantinov²¹ Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation² Photonics Laboratory of Perm Scientific Centre of Ural Branch
of Russian Academy of Sciences, Perm, Russian Federation

ABOUT POLARIZATION-OPTICAL TIME DOMAIN REFLECTOMETRY APPLICATION IN POLARIZATION-MAINTAINING FIBER AT DIFFERENT ESTABLISHED TEMPERATURES

The paper discussed the use of polarization-optical time domain reflectometry as a method for measuring the induced polarization defects distribution in polarization-maintaining fiber coil at different established temperatures. It was shown the transition to quantify estimating the polarization defects distribution. It was provided the correlation between the values of h -parameter measured by the standard method, and the value calculated from the polarization reflectometry data. The estimation of method sensitivity to temperature was done.

Keywords: polarization-maintaining fiber, polarization-optical time domain reflectometry, OTDR, polarization extinction, h -parameter.

Введение

Анизотропные оптические волокна [1] широко применяются как чувствительные элементы волоконных интерферометрических датчиков, в которых необходима высокая степень сохранения состояния линейной поляризации излучения. В поперечном сечении таких световодов существуют два взаимно перпендикулярных конструктивно выделенных направления: быстрая и медленная оси. Излучение, поляризованное вдоль этих направлений, распространяется с различными скоростями. Таким образом, анизотропные световоды имеют две поляризационные взаимно ортогональные моды. Если изначально ввести линейно-поляризованное излучение только в одну поляризационную моду, то по мере его распространения по световоду малая часть мощности неизбежно будет переходить в ортогональную поляризационную моду.

Связь поляризационных мод характеризуется h -параметром – величиной относительной доли мощности излучения, перекачиваемого из одной моды в ортогональную на участке световода длиной 1 м. Величина h -параметра является важнейшей характеристикой анизотропных волоконных световодов, в значительной степени определяющей класс точности волоконных датчиков. Для суждения о качестве анизотропного световода важно определить не только средние и интегральные характеристики, такие как коэффициент двулучепреломления [2], поляризационные потери или среднее значение h -параметра, но и распределенную вдоль длины световода связь поляризационных мод, в том числе при различных температурах.

Одним из известных методов определения распределенной связи мод является метод низкокогерентной интерферометрии [3]. В работах [4–6] для определения локализации областей перекачки мощности из одной поляризационной моды в другую (поляризационных дефектов) и определения величины связи поляризационных мод был предложен метод поляризационной рефлектометрии. Этот метод, по сравнению с методом низкокогерентной интерферометрии, имеет меньшую чувствительность и пространственную разрешающую способность, однако у него есть преимущество в цене и доступности оборудования.

В настоящей работе были исследованы поляризационные дефекты в образцах анизотропного волоконного световода при различных установившихся температурах методом поляризационной рефлектометрии. Была также дана оценка чувствительности рассматриваемого

метода при температурных изменениях. Для наблюдения «усиленного» эффекта возникновения наведенных поляризационных дефектов были выбраны образцы с большой связью поляризационных мод, в которых поляризационная экстинкция существенно изменялась при изменении температуры.

1. Установка и метод

В методе поляризационной рефлектометрии [4–6] последовательно рассматриваются поляризационные рефлектограммы двух типов: получаемые при одинаковом возбуждении обеих поляризационных мод волокна и получаемые при возбуждении только одной поляризационной моды волокна (рис. 1). Отметим, что во всех опытах излучение, регистрируемое приемником рефлектометра, проходило через поляризатор дважды: в прямом направлении при входе в анизотропный световод и в обратном (рис. 2).

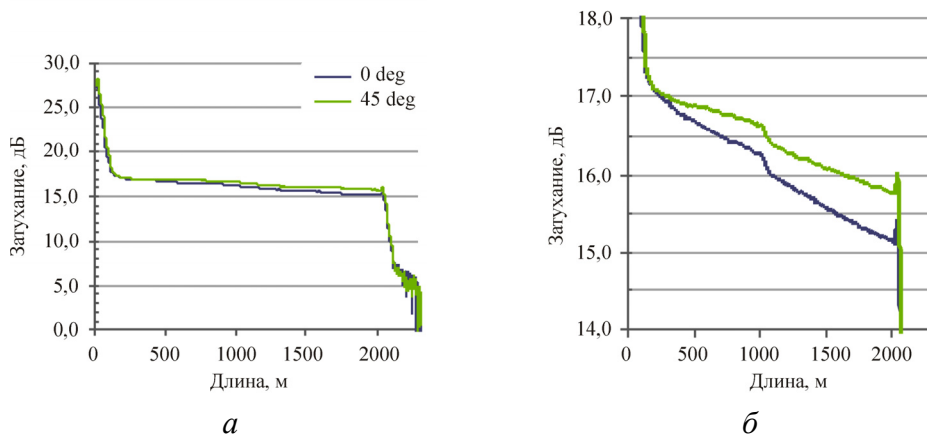


Рис. 1. Пример рефлектограмм первого и второго типов, соответствующих поляризации света под углами 45° и 0° к поляризационным осям световода: *а* – общий вид; *б* – укрупненный масштаб интересующей области

Одинаковое возбуждение поляризационных мод достигается при введении линейно-поляризованного излучения под углом 45° к поляризационным осям анизотропного световода (в случае использования поляризатора с волоконными выводами достаточно произвести сварку под углом 45°). При этом рефлектограмма первого типа представляет собой простое затухание поляризационных мод вдоль волокна, не свя-

занное с перекачкой интенсивности между поляризационными модами. Если же в световод ввести линейно-поляризованное излучение под углом 0° к поляризационной оси анизотропного волокна (произвести сварку под углом 0°), то отраженное назад излучение, перешедшее в ортогональную поляризационную моду, полностью поглощается поляризатором.

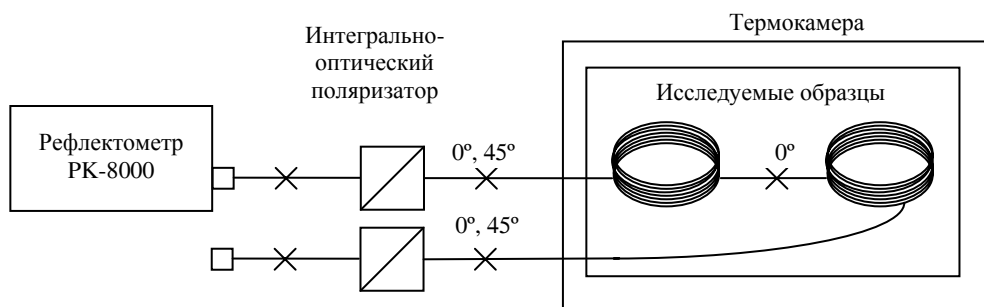


Рис. 2. Схема установки

Рефлектограмма второго типа представляет собой затухание поляризационной моды и затухание, связанное с перекачкой мощности в ортогональную моду вдоль волокна. Вследствие этого на рефлектограмме второго типа регистрируется большее затухание (см. рис. 1).

Разность рефлектограмм первого и второго типов можно трактовать как затухание, обусловленное переходом мощности излучения между поляризационными модами. В [6] было показано, что определяемое методом поляризационной рефлектометрии поляризационное затухание в образце волокна позволяет получить оценку величин поляризационной экстинкции и h -параметра, которые интегрально характеризуют свойство волоконного световода сохранять вводимое линейно-поляризованное состояние излучения.

В настоящей работе, по сравнению с предыдущими [4–6], использовалась несколько измененная схема установки (см. рис. 2). Для соединения образцов анизотропных оптических волокон применялся автоматизированный сварочный аппарат Fujikura FSM-100P, позволяющий осуществлять сваривание анизотропных волокон с задаваемым взаимным углом между поляризационными осями образцов. Применение автоматизированного аппарата позволило уменьшить потери на сварках в измеряемой линии суммарно примерно на 2 дБ по

сравнению с применяемым ранее [4–6] ручным сварочным аппаратом. Выбранные для исследования катушки сваривались друг с другом с ориентацией под 0° . Параметры элементов схемы: величина поляризационной экстинкции поляризаторов на подложке из ниобата лития с волоконными выводами (производство АО «ПНППК») – 32 дБ, 30 дБ; оценка поляризационной экстинкции сварных соединений – 28 дБ (множественные измерения поляризационной экстинкции сварных соединений, сделанных с сохранением осей поляризации, по встроенному в сварочный аппарат алгоритму); динамический диапазон рефлектометра – 30 дБ; используемая длина импульса – 20 м.

Измерения поляризационных рефлектограмм проводились при температурах 20, 60, -40 , -60°C после полуторачасового выдерживания на каждой температурной позиции с двух концов симметричной схемы. Производились два термоцикла: сначала со схемой для рефлектограмм первого типа, затем такой же цикл со схемой для рефлектограмм второго типа.

2. Результаты и обсуждение

В начале волоконной линии (0–250 м) на рефлектограммах (см. рис. 1) наблюдается спад интенсивности, вызванный размещенным в начале линии поляризатором, с вносимым затуханием порядка 10 дБ (мертвая зона по затуханию [7]). В результате на всех последующих зависимостях первые 250 м не информативны. На рис. 3 приведены разности рефлектограмм первого и второго типов, которые соответствуют перекачке мощности из основной поляризационной моды в ортогональную, которую сокращенно будем называть поляризационным затуханием.

На графиках поляризационного затухания (рис. 3) на длине линии ≈ 1050 м наблюдается скачок, связанный с точечным дефектом – сварным соединением образцов. Ярче всего он выражен на графике, соответствующем температуре 60°C . В первом образце и на сварном соединении часть мощности перекачивается в ортогональную моду, следовательно, во втором образце может не выполняться с достаточной точностью условие возбуждения только одной поляризационной моды, необходимое для оценки h -параметра. В дальнейшем мы учли этот факт и рассматривали образцы по отдельности в экспериментах, в которых они находились в начале линии (рис. 4, а, б).

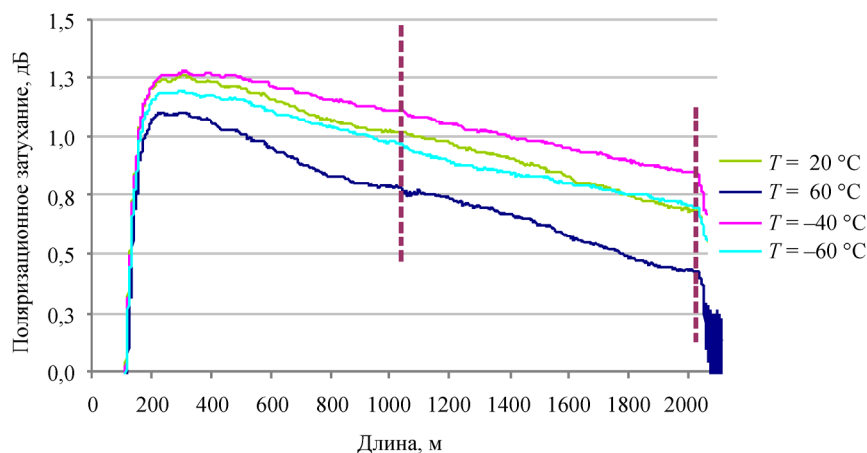


Рис. 3. График поляризационного затухания для линии из двух образцов при четырех различных температурах (пунктиром обозначена граница образцов)

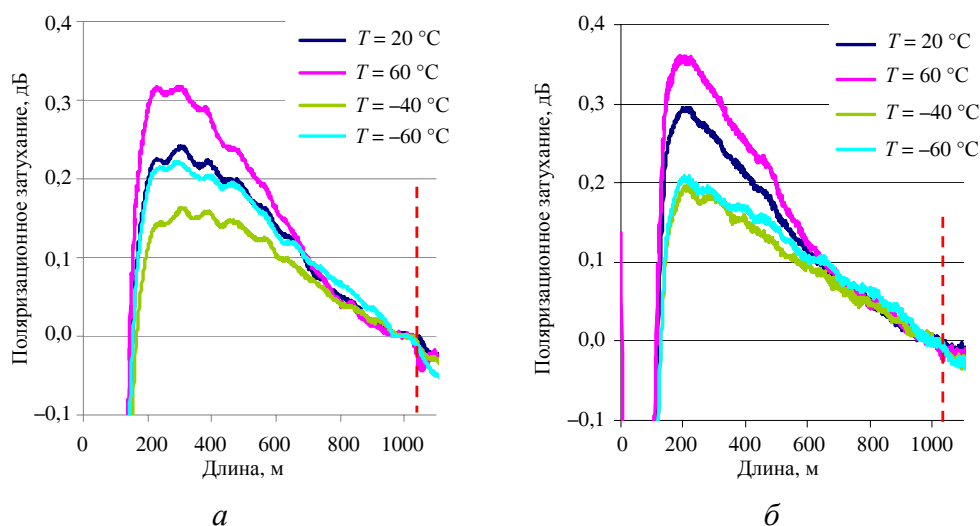


Рис. 4. Поляризационные затухания линии из двух образцов (а – 1, б – 2) по отдельности при четырех различных температурах (пунктиром обозначена граница образцов)

Исходные рефлектограммы несут в себе информацию о затухании в линии с точностью до некоторой постоянной. При разных условиях ввода излучения уровень рефлектограмм различен, но «кривизна» затухания сохраняется. Графики поляризационного затухания, являясь разностями рефлектограмм, обладают аналогичным свойством.

Графики поляризационного затухания (см. рис. 4, *а, б*) были смещены вдоль вертикальной оси (по шкале затухания) таким образом, чтобы они сходились в одной точке на конце волоконного образца, соответствующей нулевому уровню по шкале затухания. Такое смещение графиков позволяет наглядно оценивать поляризационное затухание при различных температурах. Например, при температуре 60 °С поляризационное затухание для первого образца соответствует максимуму графика, т.е. примерно 0,3 дБ (см. рис. 4, *а*), а для второго образца – примерно 0,36 дБ (см. рис. 4, *б*).

Графики поляризационного затухания на рис. 4 позволяют перейти к количественным оценкам величины h -параметра образцов. В работе [6] получена оценочная формула, связывающая величину поляризационного затухания с величиной h -параметра:

$$h = \frac{1}{2L} \ln \left(2 \cdot 10^{\frac{-\Delta\alpha}{10}} - 1 \right)^{-1},$$

где $\Delta\alpha$ – величина поляризационного затухания, выраженная в дБ;
 L – длина образца.

В таблице приведены результаты оценки величины h -параметра, полученные исходя из данных поляризационной рефлектометрии, а также данные h -параметра, измеренные стандартным методом [3].

Измеренные и рассчитанные характеристики
сохранения поляризации второй намотки

Образец	Температура, °С	Поляризационное затухание, дБ	h -параметр, определенный стандартным методом [3], 10^{-5} м^{-1}	h -параметр, рассчитанный из величины поляризационного затухания Da , 10^{-5} м^{-1}
1	60	0,30	5,7	7,2
	20	0,24	3,7	5,7
	–40	0,16	2,0	3,8
	–60	0,21	2,2	5,1
2	60	0,36	2,4	8,6
	20	0,29	1,9	6,8
	–40	0,19	1,4	4,4
	–60	0,20	1,8	4,8

Судя по данным таблицы, при различных температурах наблюдается достаточная корреляция между значениями h -параметра, полученными разными способами (коэффициенты корреляции для первого и второго образцов соответственно 0,95 и 0,93). Рассчитываемый по рассматриваемому методу h -параметр превышает величину h -параметра, определенного стандартным методом [3], тем не менее характер зависимости от температуры сохраняется (рис. 5).

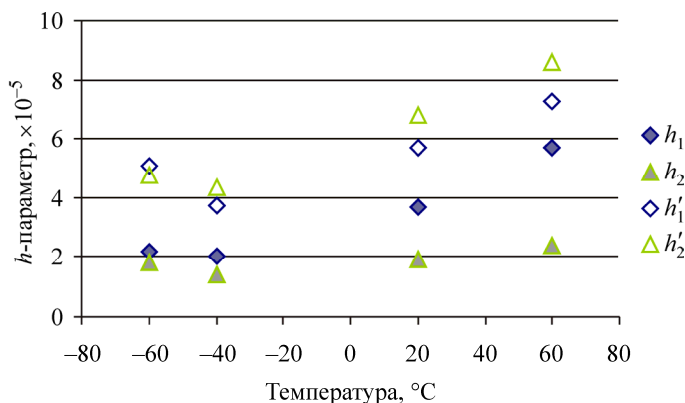


Рис. 5. Зависимости значений h -параметра двух образцов при различных температурах: h_1 , h_2 определены стандартным методом; h'_1 , h'_2 рассчитаны из величины поляризационного затухания

Значения h -параметра, рассчитанные исходя из величины $\Delta\alpha$, регистрируемой рефлектометром на основании обратно рассеянного излучения, превышают значения h -параметра, полученные стандартным методом [3]. Это свидетельствует о том, что отраженное назад излучение содержит большую долю мощности в «невозбужденной» поляризационной моде по сравнению со случаем распространения излучения по световоду в прямом направлении (в стандартном методе [3] измерения h -параметра). Возможно, перераспределение интенсивности по поляризационным модам в обратно рассеянном излучении связано с дефектами, имеющими френелевскую природу. Таким образом, при отражении излучения от различных неоднородностей часть мощности из одной поляризационной моды переходит в ортогональную поляризационную моду, хотя в целом излучение остается преимущественно в изначально возбужденной поляризационной моде.

Оценим чувствительность рассматриваемого метода к температуре. На рис. 6 приведены зависимости наблюдаемых поляризационных затуханий в зависимости от температуры. В качестве наблюдаемой погрешности измерений примем величину «толщины» линии поляризационного затухания, которая на рис. 3–4 составляет примерно 0,01 дБ.

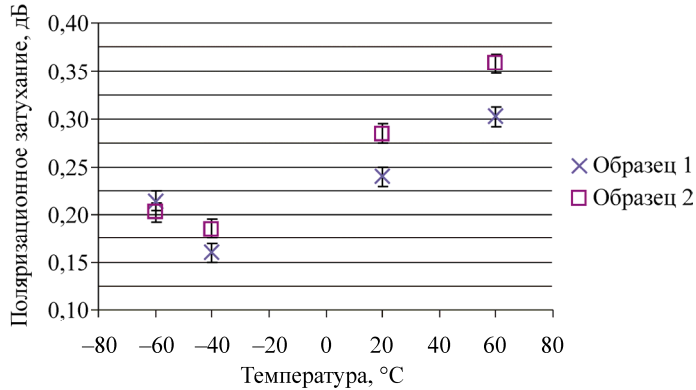


Рис. 6. Зависимости наблюдаемых поляризационных затуханий от температуры

Коэффициент чувствительности метода можно определить как производную поляризационного затухания по температуре. Если в диапазоне от -40 до 60 °C зависимость поляризационного затухания от температуры считать приблизительно линейной, то коэффициенты, определяющие чувствительность, будут равны:

$$k_1 = \frac{0,30 - 0,16}{60 - (-40)} = 0,0014 \frac{\text{дБ}}{^{\circ}\text{C}}; \quad k_2 = \frac{0,36 - 0,19}{60 - (-40)} = 0,0017 \frac{\text{дБ}}{^{\circ}\text{C}};$$

$$k_{\text{средн}} \approx 0,00155 \frac{\text{дБ}}{^{\circ}\text{C}}.$$

Таким образом, исходя из погрешности измерений 0,01 дБ чувствительность метода к температуре составляет величину $0,01 \text{ дБ} / 0,00155 \frac{\text{дБ}}{^{\circ}\text{C}} \approx 6$ °C.

Выводы

В работе проведено исследование зависимости распределенной связи поляризационных мод анизотропных волоконных образцов от температуры методом поляризационной рефлектометрии. Показан пе-

переход к количественной оценке распределенной связи поляризационных мод. Представлена корреляция между значениями h -параметра, измеренного стандартным методом [3], и значением, рассчитанным исходя из данных поляризационной рефлектометрии. Проведена оценка чувствительности метода к температуре.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Пермского края и Пермской научно-производственной приборостроительной компании в рамках научного проекта № 14-42-08009 р_офи_м.

Список литературы

1. Труфанов А.Н., Труфанов Н.А. О моделях формирования напряженного состояния в анизотропных оптических волокнах // Прикладная фотоника. – 2014. – № 1. – С. 97–111.
2. Петухов А.С., Смирнов А.С., Бурдин В.В. Температурные свойства волоконной четвертьволновой пластинки минимальной длины // Фотон-Экспресс-Наука. – 2015. – № 6 (126).
3. Lefevre H.C. The fiber-optic gyroscope. – Artech House Optoelectronics Library, 1993.
4. Детектирование и локализация дефектов сохранения поляризации в анизотропном волоконном световоде / В.В. Бурдин, Ю.А. Константинов, В.П. Первадчук, А.С. Смирнов // Квантовая электроника. – 2013. – № 43. – С. 531–534.
5. Рефлектометрический метод оценки взаимодействия поляризационных мод в анизотропных оптических волокнах / В.В. Бурдин, Ю.А. Константинов, В.П. Первадчук, А.С. Смирнов // Фотон-Экспресс-Наука. – 2013. – № 6.
6. Смирнов А.С., Бурдин В.В., Константинов Ю.А. Об оценке h -параметра в сохраняющем поляризацию оптическом волокне на основе данных поляризационной рефлектометрии // Прикладная фотоника. – 2014. – № 1. – С. 97–111.
7. Листвин А.В., Листвин В.Н. Рефлектометрия оптических волокон. – М.: ЛЕСАРпарт, 2005. – 208 с.

References

1. Trufanov A.N., Trufanov N.A. O modeliakh formirovaniia napriazhennogo sostoianiia v anizotropnykh opticheskikh voloknakh [About the

models of intensive condition's formation in anisotropic optical fibers]. *Prikladnaia fotonika*, 2014, no. 1, pp. 97-111.

2. Petukhov A.S., Smirnov A.S., Burdin V.V. Temperaturnye svoistva volokonnoi chetvert'volnovoi plastinki minimal'noi dliny [Temperature conditions of the fiber quarter-wave plate with minimum length]. *Foton-Ekspress-Nauka*, 2015, no. 6 (126).

3. Lefevre H.C. The fiber-optic gyroscope. Artech House Optoelectronics Library, 1993.

4. Burdin V.V., Konstantinov Iu.A., Pervadchuk V.P., Smirnov A.S. Detektirovanie i lokalizatsiia defektov sokhraneniia poliarizatsii v anizotropnom volokonnom svetovode [Detection and localization of the defects with preservation of polarization in anisotropic optical fiber]. *Kvantovaia elektronika*, 2013, no. 43, pp. 531-534.

5. Burdin V.V., Konstantinov Iu.A., Pervadchuk V.P., Smirnov A.S. Reflektometricheskii metod otsenki vzaimodeistviia poliarizatsionnykh mod v anizotropnykh opticheskikh voloknakh [Reflectometry method for measuring the interaction of polarization modes in anisotropic optical fibers]. *Foton-Ekspress-Nauka*, 2013, no. 6.

6. Smirnov A.S., Burdin V.V., Konstantinov Iu.A. Ob otsenke h-parametra v sokhraniaiushchem poliarizatsiiu opticheskom volokne na osnove dannykh poliarizatsionnoi reflektometrii [About an estimate of the h-parameter in the polarization maintaining optical fiber based on polarization reflectometry data]. *Prikladnaia fotonika*, 2014, no. 1, pp. 51-57.

7. Listvin A.V., Listvin V.N. Reflektometriia opticheskikh volokon [Reflectometry of optical fibers]. Moscow, 2005. 208 p.

Получено 1.11.2015

УДК 681.5.08

Д.В. Павлов

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого,
Великий Новгород, Россия

МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ МУЛЬТИПЛИКАТИВНОЙ ПОГРЕШНОСТИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ГИРОСКОПА

Представлена модель нелинейностей масштабного коэффициента волоконно-оптического гироскопа (ВОГ) VG910Q. Данная модель ВОГ используется в бесплатформенном инерциальном измерительном модуле, который предназначен для ориентации и навигации. Получены аппроксимации механической и температурной составляющих масштабного коэффициента. Аппроксимирующие полиномы позволяют устранить погрешность масштабного коэффициента до уровня 0,7 %, что существенно повышает точность навигационной системы в канале угловой скорости.

Ключевые слова: масштабный коэффициент, волоконно-оптический гироскоп, нелинейность, мультипликативная погрешность, аппроксимация.

D.V. Pavlov

Yaroslav-the-Wise Novgorod State University,
Velikii Novgorod, Russian Federation

METHODS OF IDENTIFICATION OF A MULTIPLICATIVE ERROR OF A FIBER-OPTICAL GYROSCOPE

In this work the model of nonlinearities of scale factor coefficient of a fiber-optical gyroscope (FOG) of VG910Q is presented. The FOG of this model is used in the strapdown inertial measuring module which is intended for orientation and navigation. There have been got the approximations of mechanical and temperature constituents of scaling factor. The approximating polynomials can eliminate an error of scale factor to the level of 0,7 %, that significantly increases the accuracy of a navigation system in the channel of angular velocity.

Keywords: scale factor, fiber-optical gyroscope, nonlinearity, multiplicative error, approximation.

Основными проблемами, с которыми сталкиваются разработчики инерциальных навигационных систем, – коррекция погрешностей чувствительных датчиков. Для инерциальных измерителей выделены семь основных составляющих погрешностей [1]. Среди них следует уделить особое внимание мультипликативной погрешности – погрешности масштабного коэффициента.

В данной работе рассмотрен чувствительный инерциальный элемент – датчик угловой скорости (ДУС) производства «Физоптика». ДУС обычно называют волоконно-оптическим гироскопом, хотя его принцип действия не имеет ничего общего с принципами работы классического гироскопа.

В простейшем случае передаточная функция ВОГ является одномерной:

$$U_{out_i}(\omega) = U_{0i} + k_i \cdot \omega + n, \quad (1)$$

где U_{0i} – постоянная составляющая при нулевой угловой скорости, В; k_i – масштабный коэффициент, который задает наклон прямой $U_{out_i}(\omega)$, В/град/с; $U_{out_i}(\omega)$ – функция выходного сигнала ВОГ от угловой скорости; ω – угловая скорость, град/с; n – случайная составляющая выходного сигнала (белый шум), В; i – значение чувствительных осей ВОГ: x, y, z .

В пределах динамического диапазона ВОГ функция (1) является линейной. Однако в области угловых скоростей, приближающихся к границам динамического диапазона, наблюдается отклонение функции от линейности. На границе рабочего диапазона нелинейность масштабного коэффициента является характерным явлением для интерферометрических датчиков [2].

На рис. 1 представлены гармонические изменения дифференцированных показаний стендового датчика угла поворота и угловой скорости ВОГ VG910Q.

Точность измерения датчика угла в данном эксперименте составляет 20 угловых секунд.

По рис. 1 видно, что показания датчиков существенно отличаются на границе рабочего диапазона VG910Q. Относительная погрешность составляет порядка 8–10 %. Расхождение показаний датчиков обусловлено погрешностью масштабного коэффициента.

Нелинейность масштабного коэффициента можно разделить на две составляющие: механическую и температурную [3]. В работе [3] приведено соотношение для масштабного коэффициента

$$K(T, \omega) = K_0 \cdot k(T) \cdot k(\omega), \quad (2)$$

где K_0 – масштабный коэффициент при комнатной температуре (T_0) в области угловых скоростей до 40 град/с; T – температура в граду-

сах Цельсия; $k(T)$ и $k(\omega)$ – полиномиальные зависимости масштабного коэффициента от температуры и угловой скорости соответственно.

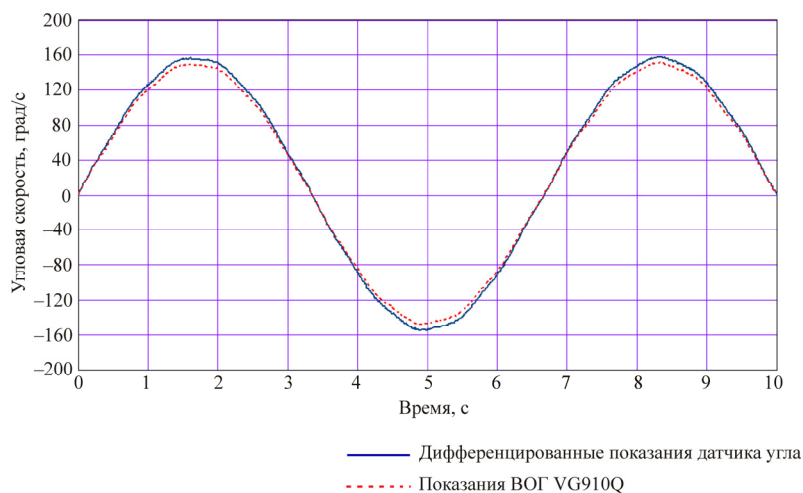


Рис. 1. Гармонические изменения угловой скорости, полученные по показаниям датчиков

Для нахождения функции $k(\omega)$ проводили эксперимент при комнатной температуре (рис. 2).

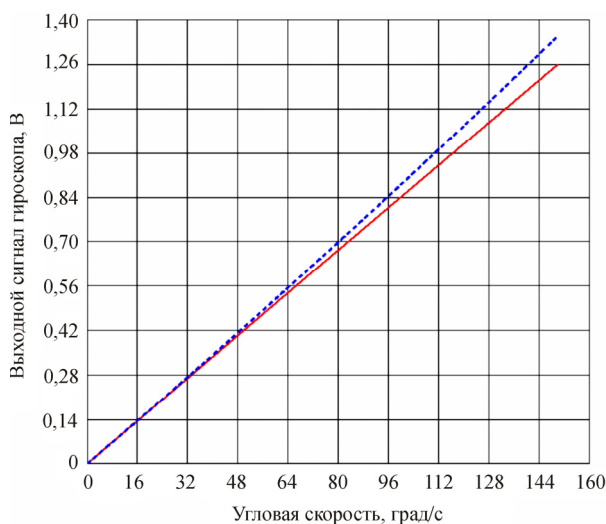


Рис. 2. Зависимость выходного напряжения от угловой скорости: сплошная линия – аппроксимация по паспортным данным VG910Q; пунктирная линия – экспериментальная характеристика

На стендовом оборудовании увеличивали угловую скорость вращения. Для каждой скорости измеряли выходной сигнал на выходе ВОГ.

По графикам видно, что при скоростях до 60 град/с отклонение выходного сигнала ВОГ от линейного закона не превышает 0,9 %. При скоростях выше 60 град/с наблюдается рост нелинейности масштабного коэффициента.

Так как оценка коэффициента $k(\omega)$ не влияет на оценку коэффициента $k(T)$, то их исследования проводятся независимо. Для получения полиномиальной зависимости $k(T)$ модель VG910Q на стенде помещали в климатическую камеру, где устанавливали 20 точек с фиксированной температурой. Для каждой температуры получали зависимость выходного сигнала от угловой скорости. Скорость ограничивали значением 50 град/с, так как при данной скорости механическая составляющая $k(\omega) \approx 1$.

Для минимизации погрешности оценки масштабного коэффициента предложен двухэтапный способ калибровки ВОГ в режиме синусоидального закона изменения угловой скорости с привлечением информации о производной текущего углового положения от стендового датчика угла.

На первом этапе были получены полиномиальные выражения для масштабных коэффициентов $k(T)$ и $k(\omega)$:

$$\begin{aligned} k^{(1)}(T) &= 1 + 1,315 \cdot 10^{-4} \cdot T - 2,066 \cdot 10^{-6} \cdot T^2, \\ k^{(1)}(\omega) &= 1 + 3,02 \cdot 10^{-6} \cdot \omega^2 + 5,89 \cdot 10^{-11} \cdot \omega^4. \end{aligned} \quad (3)$$

После первого этапа калибровки на рис. 3 представлены графики синусоидального изменения угловой скорости во времени.

Из рис. 3 видно, что погрешность масштабного коэффициента существенно снизилась и составила уже 3–4 %.

На втором этапе калибровки масштабного коэффициента получили следующие аппроксимации:

$$\begin{aligned} k^{(2)}(T) &= 1 + 8,315 \cdot 10^{-5} \cdot T, \\ k^{(2)}(\omega) &= 1 + 1,77 \cdot 10^{-7} \cdot \omega^2. \end{aligned} \quad (4)$$

После второго этапа калибровки погрешность масштабного коэффициента снизилась до 0,7 % (рис. 4).



Рис. 3. Сравнение показаний ВОГ и стендового датчика

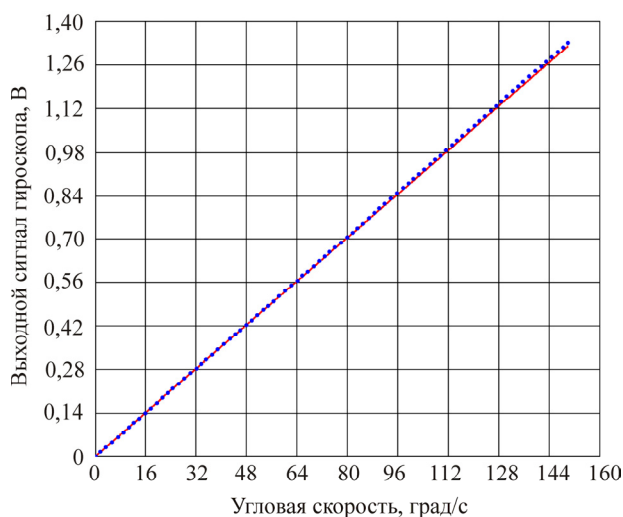


Рис. 4. Зависимость выходного напряжения от угловой скорости: сплошная линия – аппроксимация по паспортным данным VG910Q; линия с точками – экспериментальная характеристика после второго этапа калибровки

По рис. 4 видно, что двухэтапные методы калибровки масштабного коэффициента позволили снизить относительную мультипликативную погрешность до уровня 0,7 %. Данный уровень ошибки позволяет повысить точность систем ориентации и навигации среднего класса точности.

Выводы. В работах [4, 5] показаны методы коррекции аддитивных погрешностей волоконно-оптического гироскопа. Были получены аппроксимирующие полиномы температурной зависимости дрейфа нуля и СКО шума. В данной работе были получены аппроксимации механической и температурной составляющих масштабного коэффициента. Полученные аппроксимирующие полиномы позволяют устранить погрешность масштабного коэффициента до уровня 0,7 %, что существенно повышает точность навигационной системы в канале угловой скорости.

Список литературы

1. IEEE Std 952-1997 (R2008). IEEE Standard Specification Format Guide and Test Procedure for Single-Axis Interferometric Fiber Optic Gyros. – URL: http://www.control.aau.dk/uav/reports/12gr1052/sources/books_and_rapports/allan_variance_IEEE.pdf (дата обращения: 10.10.2015).
2. Logozinski V., Listvin V., Solomatin V. Taper twisting for higher FOGs production yield // The 13th International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS-13). – Seoul, 2000. – P. 108.
3. Павлов Д.В., Петров М.Н., Лукин К.Г. Разработка динамической модели волоконно-оптического гироскопа // Вестник Новгород. гос. ун-та. Сер.: Техн. науки. – 2012. – № 68. – С.106–109.
4. Поляков Д.В., Лукин К.Г., Петров М.Н. Разработка модели волоконно-оптического гироскопа в среде Simulink // Вестник Новгород. гос. ун-та. – 2012. – № 68.
5. Павлов Д.В. Математическая модель волоконно-оптического гироскопа для статической системы // Прикладная фотоника. – 2014. – № 2. – С. 99.

References

1. IEEE Std 952-1997 (R2008). IEEE Standard Specification Format Guide and Test Procedure for Single-Axis Interferometric Fiber Optic Gyros, available at: http://www.control.aau.dk/uav/reports/12gr1052/sources/books_and_rapports/allan_variance_IEEE.pdf (accessed 10 October 2015).
2. Logozinski V., Listvin V., Solomatin V. Taper twisting for higher FOGs production yield. *The 13th International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS-13)*. Seul, 2000.

3. Pavlov D.V., Petrov M.N., Lukin K.G. Razrabotka dinamicheskoi modeli volokonno-opticheskogo giroskopa [Development of a dynamic model of the fiber optic gyroscope]. *Vestnik Novgorodskogo gosudarstvennogo universiteta, seriia Tekhnicheskie nauki*, 2012, no. 68, pp. 106-109.

4. Poliakov D.V., Lukin K.G., Petrov M.N. Razrabotka modeli volokonno-opticheskogo giroskopa v srede Simulink [Development of a model of the fiber optic gyroscope in the Simulink medium]. *Vestnik Novgorodskogo gosudarstvennogo universiteta*, 2012, no. 68.

5. Pavlov D.V. Matematicheskaiia model' volokonno-opticheskogo giroskopa dlia staticheskoi sistemy [Mathematical model of a fiber-optic gyroscope for static systems]. *Prikladnaia fotonika*, 2014, no. 2, p. 99.

Получено 13.11.2015

УДК 681.7.068

В.Г. Беспрозванных¹, А.И. Кривошеев¹, О.Л. Кель²¹ Пермский национальный исследовательский
политехнический университет, Пермь, Россия² Пермская научно-производственная приборостроительная компания,
Пермь, Россия

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ФАКТОРА НА СОСТОЯНИЕ КОНТУРА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ГИРОСКОПА МЕТОДОМ БРИЛЛЮЭНОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

Представлены экспериментальные данные о влиянии температуры окружающей среды на состояние волоконно-оптического контура гироскопа, полученные в ходе тепловых испытаний с применением бриллюэновской рефлектометрии для различных схем квадрупольной технологии намотки контура. Получены эмпирические зависимости для распределения температурного коэффициента показателя преломления волокна по длине контура.

Ключевые слова: волоконно-оптический гироскоп, волоконный контур, квадрупольная технология намотки, метод бриллюэновской рефлектометрии.

V.G. Besprozvannykh¹, A.I. Krivosheev¹, O.L. Kel' ²¹ Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation² Perm Scientific Industrial Instrument-Making Company,
Perm, Russian Federation

INVESTIGATION OF TEMPERATURE FACTOR INFLUENCE UPON THE STATE OF FIBER GYRO CIRCUIT STUDIED BY BRILLOUIN REFLECTOMETRY

In this paper we propose experimental heat tests data about the ambient temperature influence upon the state of fiber gyro circuit based on the Brillouin reflectometry for different variants of quadrupolar winding technology. Empirical dependences of refraction temperature coefficient linear distribution in the circuit have been found.

Keywords: fiber optic gyroscope, fiber circuit, quadrupolar winding technology, Brillouin optical time-domain reflectometry.

Введение

В последние десятилетия волоконно-оптические гироскопы (ВОГ) разрабатываются и производятся многими индустриально развитыми странами, активно используются в системах навигации, управления и стабилизации различных объектов.

При относительной простоте ВОГ весьма восприимчив к различным внешним воздействиям, приводящим к уменьшению точности прибора. К таким факторам относятся колебания температуры, вибрации, флуктуации интенсивности и поляризации проходящих световых сигналов, нелинейные оптические эффекты, невязимности различного рода в оптическом контуре, дробовые шумы в фотодетекторах и т.д. Современный уровень развития техники и волоконно-оптических технологий выдвигает высокие требования к точности ВОГ на уровне от 0,01 до 0,001 °/ч. Одной из основных проблем для разработчиков ВОГ навигационного класса точности является достижение высокой стабильности его работы в нестабильных условиях окружающей среды, в частности с учетом чувствительности выходного сигнала к температуре [1, 2].

Ключевым компонентом ВОГ является его чувствительный элемент – волоконно-оптический контур, представляющий волоконную катушку, в которой оптическое волокно наматывается на специальный каркас определенным образом. Несмотря на большое количество производимых гироскопов для различных сфер применения, изготовление катушки высокого качества до сих пор остается непростой задачей, и даже катушки, произведенные одним и тем же способом, могут значительно различаться по качеству.

Наиболее распространенным способом намотки чувствительной катушки является квадрупольный метод, поскольку он способствует уменьшению влияния температурного фактора на показания ВОГ. При таком способе волокно попеременно наматывают на каркас в двух направлениях, начиная с середины. Для реализации такого метода волокно необходимо разделить на две равные половины, которые помещают на специальные вспомогательные катушки. Далее производится поочередная намотка волокна сначала с одной вспомогательной катушки, а затем – с другой. Такая технология намотки чувствительного элемента ВОГ является эффективным методом подавления температурной невязимности оптического пути двух противонаправленных

лучей, распространяющихся в волоконном контуре, однако существует остаточная ошибка, обусловленная дефектами намотки [3].

В работах [4, 5] рассматривается влияние температурных нестабильностей на работу чувствительного элемента ВОГ. Проводится анализ термически индуцированных ошибок выходного сигнала ВОГ. В основе этих публикаций лежит разработка способов компенсации возникающего дрейфа угловой скорости при помощи методов математического моделирования температурных дрейфов, воздействующих на чувствительный элемент гироскопа. Данные исследования нуждаются в дополнительном физическом моделировании.

В статье [6] разрабатываются линейные модели минимизации дрейфовых ошибок и повышения эффективности конструкции волоконных катушек ВОГ в условиях действия радиального градиента температуры.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию влияния температуры окружающей среды на состояние волоконно-оптического контура ВОГ с квадрупольной технологией намотки при помощи метода бриллюэновской рефлектометрии с учетом преимуществ последнего применительно к рассматриваемой задаче.

1. Метод исследования контура

Одним из эффективных способов контроля состояния и качества оптического волокна является применение бриллюэновского оптического импульсного анализатора BOTDA. Как известно, явление вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) может быть использовано для получения достаточно большого коэффициента усиления при малой мощности накачки. С одной стороны в волокно вводится излучение лазера накачки, а с другой – излучение зондирующего лазера. Максимальное ВРМБ-усиление достигается, когда частота зондирующего оптического сигнала попадает в полосу усиления ($\approx 30\text{--}50$ МГц) и совпадает с частотой стоксовой компоненты в спектре ВРМБ.

Величина частотного бриллюэновского сдвига f в зависимости от деформации $\Delta\epsilon$ и изменения температуры ΔT может быть найдена по формуле [7]

$$f = f_0 + \Delta f = \frac{2V_a n}{\lambda} + K_\varepsilon \Delta \varepsilon + K_T \Delta T, \quad (1)$$

где f_0 – смещение частоты в отсутствие натяжения волокна и при $T = \text{const}$; n – эффективный показатель преломления сердцевины волоконного световода; V_a – скорость звука в волокне; λ – длина волны подаваемого сигнала. В работе [8] зависимость (1) обобщена для исследования напряженно-деформированного состояния волоконно-оптического кабеля при высоких растягивающих нагрузках.

В соответствии с (1) при $\Delta \varepsilon = 0$ бриллюэновский сдвиг частоты пропорционален изменению температуры оптического волокна, что позволяет оценить влияние температурных нестабильностей в волокне. Структура температурного коэффициента K_T , характеризующего зависимость частотного бриллюэновского сдвига от температуры, определяется формулой [9]

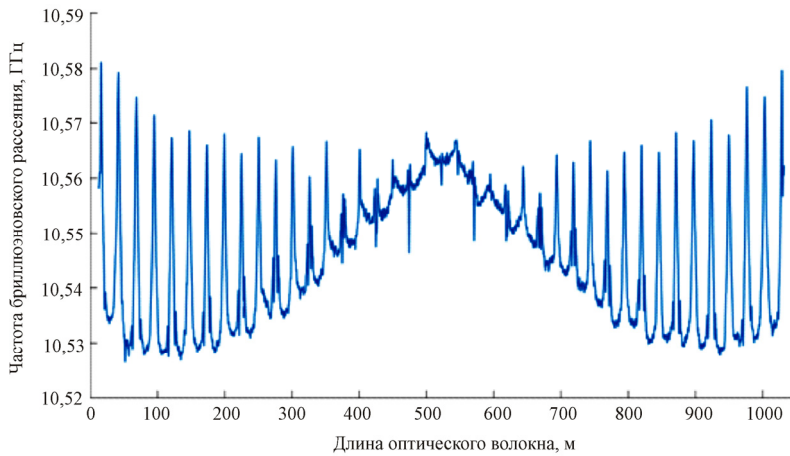
$$K_T = \frac{df}{dT} = \frac{2}{\lambda_p} \cdot \left(V_a \frac{dn}{dT} + n \frac{dV_a}{dT} \right), \quad (2)$$

где λ_p – длина волны накачки.

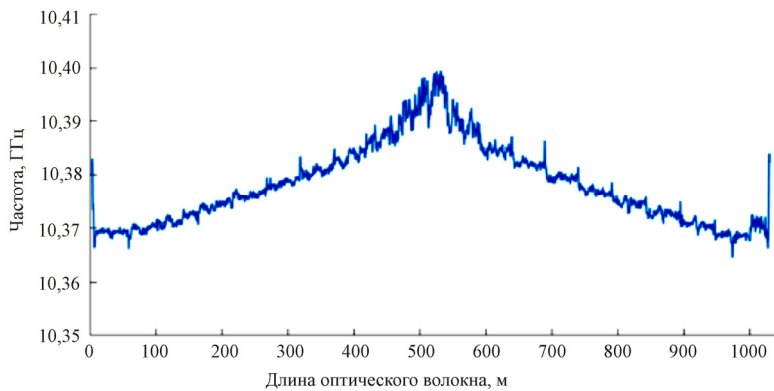
Модель рефлектометрии (1), (2) позволяет получать распределение температуры вдоль волокна при невысоком уровне мощности оптического излучения и детально анализировать состояние волоконно-оптического контура гироскопа. В качестве примера на рис. 1 приведены полученные авторами бриллюэновские рефлектограммы волоконно-оптического контура ВОГ для двух различных способов намотки по квадрупольной технологии.

Из бриллюэнограммы на рис. 1, а видно, что ее структура соответствует количеству намотанных слоев в контуре. Поскольку намотка производится с середины оптического волокна таким образом, что образуются два одинаковых плеча катушки, то и центр симметрии бриллюэнограммы находится посередине контура. Данный контур намотан на специальный каркас, что обуславливает наличие пиков бриллюэновской частоты, соответствующих границам слоя катушки.

Для сравнения можно рассмотреть бриллюэновскую рефлектограмму волоконного контура, намотанного бескаркасным способом (рис. 1, б). Данный контур намотан также квадрупольным методом,



а



б

Рис. 1. Бриллюэновская рефлектограмма волоконного контура для двух случаев: *а* – намотка на специальный каркас; *б* – намотка бескаркасным способом

однако он не имеет каркаса, сдерживающего оптическое волокно. Видно, что бриллюэновская рефлектограмма в этом случае имеет более линейную структуру.

2. Схема и методика эксперимента

Экспериментальное исследование влияния температуры окружающей среды на волоконно-оптический контур проводилось при помощи настраиваемой термокамеры, в которую помещался волоконный контур. Контур, в свою очередь, был подключен к бриллюэновскому

анализатору BOTDA (рис. 2). Параметры прибора: рабочая длина волны $\lambda = 1550$ нм, максимальное количество усреднений $N = 10^4$, минимальное пространственное разрешение $\Delta L = 1$ м.

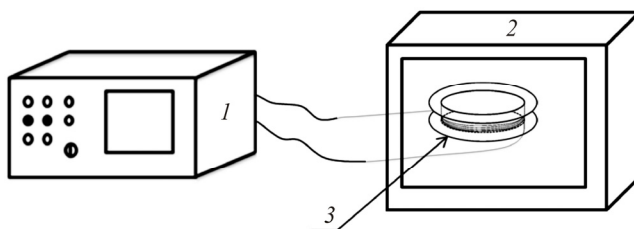


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – бриллюэновский анализатор BOTDA; 2 – термокамера; 3 – волоконный контур

Температурный диапазон исследования составил 120°C (от -60°C до $+60^\circ\text{C}$). Для проведения измерения значения температуры фиксировались в ключевых точках: $+20$, $+60$, -40 и -60°C . Выдержка на выбранных значениях температуры составляла не менее одного часа, чтобы обеспечить полный прогрев/охлаждение волоконного контура и повысить точность показаний бриллюэновского анализатора.

Методика проведения эксперимента заключалась в последовательном снятии бриллюэнограмм для исследуемых волоконных контуров в точках с фиксированной температурой, после чего полученные данные сохранялись и проходили компьютерную обработку для последующего анализа.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 3 и 4 представлены полученные в результате температурных измерений бриллюэновские рефлектограммы. Каждой кривой соответствует бриллюэнограмма для указанного значения температуры.

Поскольку в соответствии с (2) функция бриллюэновского сдвига частоты зависит от показателя преломления волокна, можно перевести полученные данные в зависимость показателя преломления от температуры для каждого температурного перехода. Из формулы (2) при $V_a = \text{const}$ находим:

$$\frac{dn}{dT} = \frac{\lambda_p}{2V_a} \cdot \frac{df}{dT}, \quad (3)$$

где $\frac{df}{dT}$ – коэффициент изменения частоты отраженного стоксова излучения в зависимости от температуры окружающей среды.

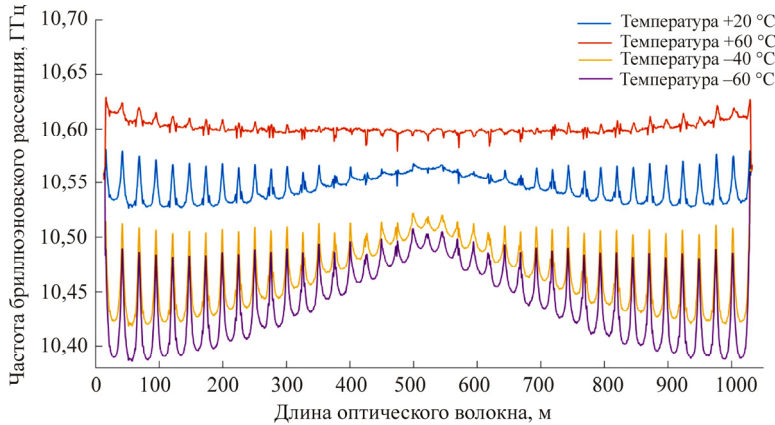


Рис. 3. Бриллюэновские рефлектограммы для волоконного контура, намотанного на специальный каркас, при различных температурах

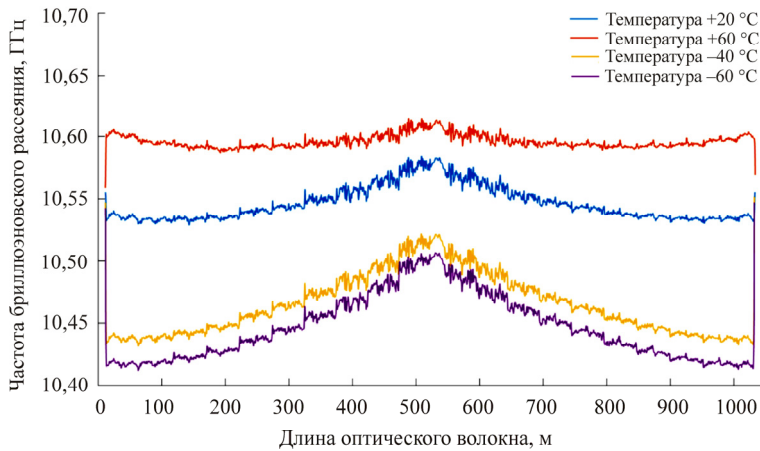


Рис. 4. Бриллюэновские рефлектограммы для волоконного контура с бескаркасной намоткой при различных температурах

Каждому участку оптического волокна в катушке соответствует своя частота бриллюэновского рассеяния. Таким образом, каждому участку согласно (3) соответствует и свое значение температурного коэффициента показателя преломления волоконного контура $\frac{dn}{dT}$. Дан-

ный коэффициент зависит от имеющейся неоднородности структуры волоконно-оптического контура и температурных воздействий.

На рис. 5 представлено распределение температурного коэффициента $\frac{dn}{dT}$ по длине оптического волокна в контуре. Волоконному контуру № 1 соответствует контур со специальным каркасом, а контуру № 2 – бескаркасный.

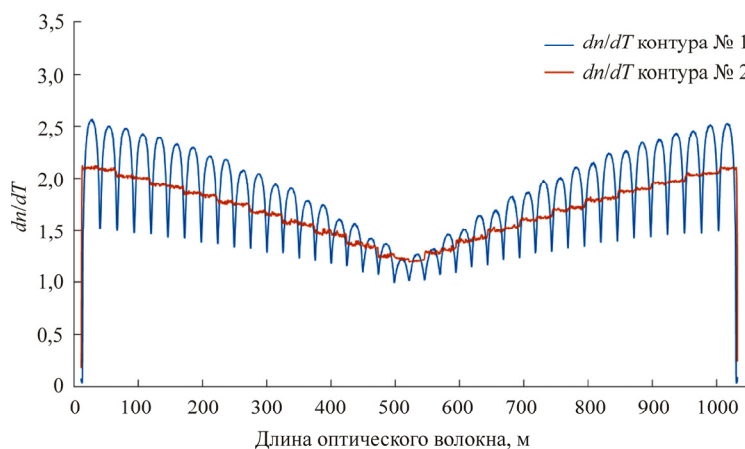


Рис. 5. Распределение температурного коэффициента показателя преломления по длине волокна в катушке

В работах [10, 11], посвященных моделированию дрейфа чувствительного элемента волоконно-оптического гироскопа, применяются модели, в которых используются постоянные коэффициенты для расчета тепловых полей в катушке. Исходя из проведенного эксперимента, можно сделать вывод о том, что такой подход оказывается недостаточно точным в определении чувствительности волоконно-оптического гироскопа, поскольку коэффициенты, отвечающие свойствам используемых материалов, в частности оптического волокна, оказываются неоднородно распределенными по его длине в контуре.

Поскольку анализ намотки волоконного контура ВОГ следует проводить относительно центра распределения по длине, то, таким образом, нужно рассматривать зависимость коэффициента показателя преломления волокна от температуры отдельно для левого и правого плеч контура, рассматривая их как независимые элементы.

На рис. 6 представлены соответствующие графики температурного коэффициента показателя преломления в зависимости от длины оптического волокна отдельно для правого и левого плеч волоконного контура.

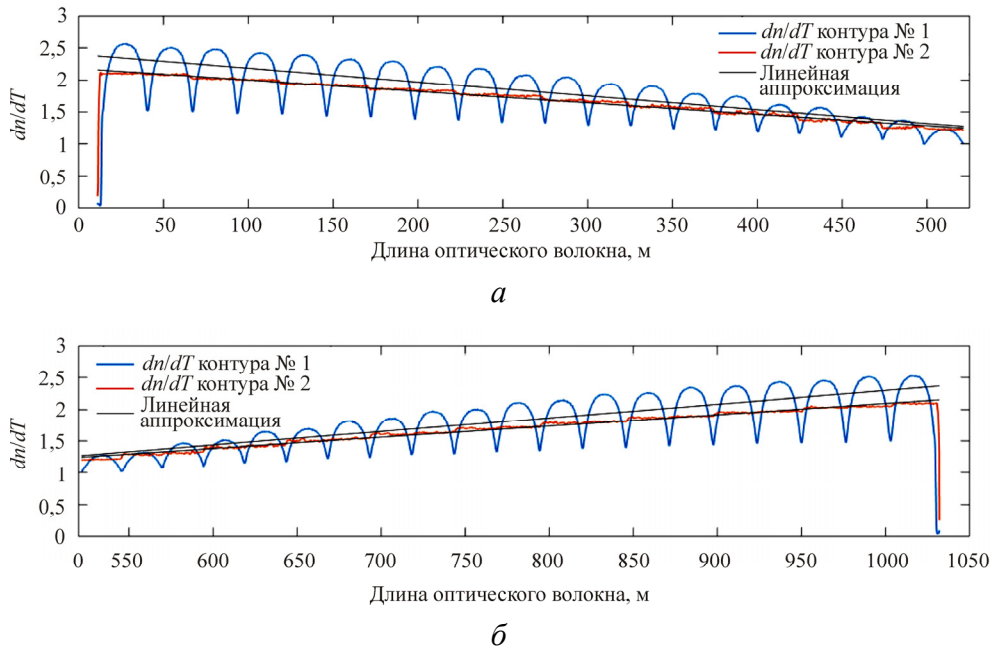


Рис. 6. Распределение температурного коэффициента показателя преломления по длине волокна в катушке: *a* – для левого плеча; *б* – для правого плеча волоконного контура

С помощью линейной аппроксимации полученных данных были построены приближенные зависимости температурных коэффициентов от длины оптического волокна для правого и левого плеч рассматриваемых волоконных контуров (таблица). Длина волокна x выражена в метрах. Соответствующие прямые также проведены на рис. 6.

Температурные коэффициенты волоконных контуров

Плечо	Катушка со специальным каркасом	Бескаркасная катушка
Правое	$\frac{dn}{dT} = 2,151 \cdot 10^{-7}x + 1,486 \cdot 10^{-5}$	$\frac{dn}{dT} = 1,783 \cdot 10^{-7}x + 3,129 \cdot 10^{-5}$
Левое	$\frac{dn}{dT} = -2,162 \cdot 10^{-7}x + 2,402 \cdot 10^{-4}$	$\frac{dn}{dT} = -1,787 \cdot 10^{-7}x + 2,179 \cdot 10^{-4}$

Заметим, что полученные значения температурного коэффициента показателя преломления в контуре для правого и левого плеч не только имеют различный знак наклона относительно оси абсцисс, но и численное различие, что может оказаться весомым фактором, влияющим на погрешность работы волоконно-оптического гироскопа из-за дрейфа угловой скорости.

Такой характер распределения температурного коэффициента показателя преломления связан с рядом факторов механического состояния волокна.

Во-первых, имеют место напряжения, возникающие в оптическом волокне во время процесса намотки, однако в связи с отсутствием каркаса бескаркасный контур имеет более гладкое распределение температурного показателя преломления.

Во-вторых, напряжения, возникающие ближе к центру оптического волокна в контуре, могут быть связаны с тем, что волокно наматывается с определенным натяжением, поэтому каждый последующий слой намотки начинает оказывать давление на предыдущий, что в соответствии с (1) обуславливает увеличение бриллюэновского сдвига частоты ближе к центру катушки.

Заключение

Данное исследование доказывает, что метод бриллюэновской рефлектометрии позволяет оценить качество намотки волоконно-оптической катушки гироскопа, а также ее поведение в условиях непостоянства температурного фактора.

Анализ бриллюэновских рефлектограмм показал, что наличие и тип каркаса катушки, используемого в процессе намотки, значительно влияет на качество конечного продукта. В случае использования каркаса наблюдаются, в частности, периодические всплески бриллюэновской частоты в областях, где волокно находится в контакте с каркасом.

В ходе температурных испытаний была выявлена зависимость температурного коэффициента показателя преломления оптического волокна от его длины в катушке. Данная зависимость связана с дополнительными напряжениями, возникающими в середине оптического волокна в контуре (на первых слоях намотки) вследствие самой квадрупольной технологии укладки оптического волокна, и должна учитываться.

ваться при анализе влияния температурного фактора на состояние волоконно-оптического контура и снижении чувствительности выходного сигнала ВОГ к изменениям температуры.

Список литературы

1. Возможности, задачи и перспективы волоконно-оптических измерительных систем в современном приборостроении / В.Б. Гармаш, Ф.А. Егоров, Л.Н. Коломиец, А.П. Неугодников, В.И. Пospelов // Фотон-Экспресс. – 2005. – № 6 (46). – С. 128–140.

2. Sharon J., Lin S. Development of an automated fiber optic winding machine for gyroscope production // Robotics and Computer Integrated Manufacturing. – 2001. – № 17. – P. 223–231.

3. Качество намотки чувствительного элемента волоконно-оптического гироскопа / И.К. Мешковский, А.А. Унтилов, С.С. Киселев, А.В. Куликов, Р.Л. Новиков // Известия вузов. Приборостроение. – 2011. – Т. 54, № 7. – С. 76–80.

4. Исследование влияния тепловых воздействий на работу волоконно-оптического датчика угловой скорости / И.К. Мешковский, Г.П. Мирошниченко, А.В. Рупасов, В.Е. Стригалева, И.А. Шарков // XXI С.-Петербург. междунар. конф. по интегрированным навигационным системам. – СПб.: ЦНИИ Электроприбор, 2014. – С. 191–202.

5. Тепловой дрейф волоконно-оптического гироскопа / К.С. Галягин, Е.В. Киселев, М.А. Ошивалов, Т.А. Ульрих, Е.И. Вахрамеев // Известия вузов. Приборостроение. – 2011. – Т. 54, № 1. – С. 32–37.

6. A novel method for determining and improving the quality of a quadrupolar fiber gyro coil under temperature variations / Zhihong Li, Zhuo Meng, Tiegeng Liu, Steve Yao // Optics Express. – 2013. – Vol. 21, № 2. – P. 2521–2530.

7. Листвин А.В., Листвин В.Н. Рефлектометрия оптических волокон. – М.: ЛЕСАРпт, 2005. – 208 с.

8. Нелинейная рефлектометрия напряженно-деформированного состояния волоконно-оптического кабеля / В.Г. Беспрозванных, Ф.Л. Барков, Ю.А. Константинов, А.И. Кривошеев, А.С. Бобровский, Р.Д. Елисеенко // Прикладная фотоника. – 2015. – Т. 2, № 2. – С. 144–153.

9. Кузнецов В.А., Цуканов В.Н., Яковлев М.Я. Волоконно-оптические информационно-измерительные системы. – М.: ЦНИТИ Техномаш-ВОС. – 2009. – 8 с.

10. Woo-Seok Choi. Analysis of temperature dependence of thermally induced transient effect in interferometric fiber-optic gyroscopes // Journal of the Optical Society of Korea. – 2011. – Vol. 15, № 3. – P. 237–243.

11. Modeling of thermal-induced rate error for FOG with temperature ranging from -40 to $+60$ °C / Yonggang Zhang [et al.] // IEEE Photonics Technology Letters. – 2014. – Vol. 26, № 1. – P. 305–310.

References

1. Garmash V.B., Egorov F.A., Kolomiets L.N., Neugodnikov A.P., Pospelov V.I. Vozmozhnosti, zadachi i perspektivy volokonno-opticheskikh izmeritel'nykh sistem v sovremennom priborostroenii [Possibilities, challenges and perspectives of the fiber-optical measuring systems in a modern instrumentation]. *Foton-Ekspress*, 2005, no. 6 (46), pp. 128-140.

2. Sharon J., Lin S. Development of an automated fiber optic winding machine for gyroscope production. *Robotics and Computer Integrated Manufacturing*, 2001, no. 17, pp. 223-231.

3. Meshkovskii I.K., Untilov A.A., Kiselev S.S., Kulikov A.V., Novikov R.L. Kachestvo namotki chuvstvitel'nogo elementa volokonno-opticheskogo giroskopa [Winding quality of fiber-optic gyroscope sensing coil]. *Izvestiia vuzov. Priborostroenie*, 2011, vol. 54, no. 7, pp. 76-80.

4. Meshkovskii I.K., Miroshnichenko G.P., Rupasov A.V., Strigalev V.E., Sharkov I.A. Issledovanie vliianiia teplovykh vozdествii na rabotu volokonno-opticheskogo datchika uglovoi skorosti [Investigation of the influence of thermal effects on the operation of fiber-optic angular rate sensor]. *XXI Sankt-Peterburgskaia mezhdunarodnaia konferentsiia po integrirovannym navigatsionnym sistemam*. Saint-Peterburg, 2014, pp. 191-202.

5. Galiagin K.S., Kiselev E.V., Oshivalov M.A., Ul'rikh T.A., Vakhrameev E.I. Teplovoi dreif volokonno-opticheskogo giroskopa [Thermal drift of fiber optic gyroscope]. *Izvestiia vuzov. Priborostroenie*, 2011, vol. 54, no. 1, pp. 32-37.

6. Zhihong Li, Zhuo Meng, Tiegeng Liu, Steve Yao. A novel method for determining and improving the quality of a quadrupolar fiber gyro coil under temperature variations. *Optics Express*, 2013, vol. 21, no. 2, pp. 2521-2530.

7. Listvin A.V., Listvin V.N. Reflektometriia opticheskikh volokon [Optical fiber reflectometry]. Moscow, 2005. 208 p.

8. Besprozvannykh V.G., Barkov F.L., Konstantinov Iu.A., Krivosheev A.I., Bobrovskii A.S., Eliseenko R.D. Nelineinaia reflektometriia napriazhenno-deformirovannogo sostoianiia volokonno-opticheskogo kabelia [Nonlinear reflectometry of fiber-optic cable deformed state]. *Prikladnaia fotonika*, 2015, vol. 2, no. 2, pp. 144-153.

9. Kuznetsov V.A., Tsukanov V.N., Iakovlev M.Ia. Volokonno-opticheskie informatsionno-izmeritel'nye sistemy [Fiber-optic information and measurement systems]. Moscow, 2009. 8 p.

10. Woo-Seok Choi. Analysis of temperature dependence of thermally induced transient effect in interferometric fiber-optic gyroscopes. *Journal of the Optical Society of Korea*, 2011, vol. 15, no. 3, pp. 237-243.

11. Yonggang Zhang [et al.] Modeling of thermal-induced rate error for FOG with temperature ranging from -40 to $+60$ °C. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2014, vol. 26, no. 1, pp. 305-310.

Получено 19.11.2015

УДК 681.7.068.069

Е.И. Донцова, И.А. Лобач, А.В. Достовалов, С.И. КаблуковИнститут автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН,
Новосибирск, Россия

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СВОЙСТВ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В СВЕТОВОДАХ С ПЕРИОДИЧЕСКИ НАВЕДЕННОЙ КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Исследована генерация второй гармоники (ГВГ) в полностью волоконной схеме с накачкой непрерывным иттербиевым лазером в много- и одночастотном режимах. В качестве нелинейной среды для преобразования частоты использованы световоды с периодически наведенной квадратичной нелинейностью (СПНКН). Показана зависимость формы кривых синхронизма от поляризации излучения на основной частоте. В однопроходной схеме продемонстрирована ГВГ с полным коэффициентом квадратичной нелинейности $\approx 10^{-3}$ %/Вт на ≈ 515 нм. С помощью волоконного иттербиевого лазера с пассивным сканированием частоты показана зависимость кривых квазисинхронизма от поляризации основного излучения.

Ключевые слова: волоконный лазер, нелинейная волоконная оптика, генерация второй гармоники, волокно с периодически наведенной нелинейностью, квазисинхронизм.

E.I. Dontsova, I.A. Lobach, A.V. Dostovalov, S.I. KablukovInstitute of Automation and Electrometry of Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation

POLARIZATION FEATURES OF SECOND HARMONIC GENERATION IN PERIODICALLY POLED SILICA FIBERS

Polarization features of second harmonic generation (SHG) are investigated in all-fiber configuration with continuous-wave ytterbium-doped fiber laser operating in multi- and single-mode regimes. Periodically poled silica fibers (PPSF) are used as nonlinear materials for frequency conversion. Quasi-phase matching (QPM) curves shape dependence on fundamental wave polarization is shown. SHG in single-pass configuration is demonstrated with quadratic nonlinear coefficient of $\sim 10^{-3}$ %/W at ~ 515 nm. Dependence of QPM curves on fundamental radiation polarization is demonstrated with a passive frequency sweeping ytterbium fiber laser.

Keywords: fiber laser, nonlinear fiber optics, second harmonic generation, periodically poled silica fiber, quasi-phase-matching.

Введение

Волоконные лазерные системы зарекомендовали себя как стабильные компактные источники лазерного излучения, работающие в различных диапазонах длин волн. Как правило, полностью волоконные лазеры с активной средой на редкоземельных элементах или волоконные лазеры, работающие на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), генерируют излучение инфракрасного диапазона длин волн. Для работы в других областях спектра зачастую используются нелинейные кристаллы, в которых осуществляется преобразование частоты излучения. В частности, генерация второй гармоники позволяет получить излучение видимого диапазона с хорошей эффективностью. Для нелинейного преобразования излучения волоконных лазеров используются как традиционные кристаллы КТР и LBO, так и кристаллы с регулярной доменной структурой (РДС) (с периодически ориентированными доменами), PPLN, PPKTP. При этом эффективность преобразования излучения во вторую гармонику выше для периодически ориентированных кристаллов [1, 2].

Однако оптическая схема для удвоения частоты излучения волоконного лазера в кристалле обладает рядом недостатков. Во-первых, при выходе излучения из волокна и прохождении через объемную оптику часть излучения теряется. Во-вторых, необходимы оптические элементы со специальными просветляющими покрытиями для выбранного диапазона длин волн. В-третьих, объемная оптическая часть требует периодических юстировок элементов для сохранения настройки по углу синхронизма и оптимальной фокусировки в кристалл.

Перечисленных недостатков при ГВГ можно избежать, если использовать полностью волоконную схему, основанную на оптическом световоде с периодически наведенной квадратичной нелинейностью. Квадратичная нелинейность $\chi^{(2)}$ создается в кварцевом световоде методом термического полинга, а условие фазового квазисинхронизма, необходимое для эффективной ГВГ, выполняется благодаря периодической модуляции $\chi^{(2)}(z)$ вдоль длины световода [3]. При этом период пространственной модуляции $\chi^{(2)}$ определяет длину волны накачки, которая эффективно преобразуется во вторую гармонику. Несмотря на низкий коэффициент нелинейности в СПНКН ($\chi^{(2)} \approx 0,1\text{--}0,3$ пм/В) по сравнению с кристаллами, внутриволоконное удвоение частоты является перспективным направлением благодаря большой длине взаимо-

действия и возможности интеграции структуры в волоконную схему [4–6].

Эффективное удвоение частоты волоконных лазерных источников в СПНKN было продемонстрировано в импульсном режиме работы лазера накачки [5–7]. Однако для ряда применений необходимы компактные источники видимого диапазона с небольшой мощностью и непрерывным излучением. Удвоение частоты непрерывного излучения в СПНKN было представлено только в одной работе [8]: исследовался лазер, генерирующий в желтом диапазоне спектра при удвоении частоты излучения висмутового лазера с узким спектром $\approx 0,1$ нм. Максимальная эффективность составляла $1,4 \cdot 10^{-2} \%$. Однако для ряда биомедицинских применений большой интерес представляют компактные и стабильные непрерывные источники сине-зеленого излучения, работающие как в многочастотном, так и одночастотном режимах. Так, зеленые волоконные лазеры с преобразованием частоты в нелинейных кристаллах, например [9], успешно применялись в биомедицинских исследованиях, в частности в проточной цитометрии [10].

Целью данной работы является создание и исследование полностью волоконного источника сине-зеленого излучения на основе ГВГ-излучения непрерывного иттербиевого лазера. Удвоение частоты исследовалось как в многочастотном, так и в одночастотном режимах. Подробно были исследованы поляризационные особенности ГВГ в СПНKN.

1. Изготовление образцов волокон с периодически наведенной квадратичной нелинейностью

Работы по созданию нелинейных световодов для преобразования частоты во вторую гармонику распространяющегося по ним излучения проводились в последние годы в разных группах. В [3] подробно описаны два метода наведения периодической нелинейности в волокне, один из которых – термический полинг – применялся при создании образцов для наших экспериментов. Методика сводится к использованию специально изготовленных германосиликатных световодов с двумя полыми продольными отверстиями в оболочке, в которые могут заводиться металлические электроды. Схема световода приведена на рис. 1. На электроды подается напряжение в ≈ 8 – 9 кВ. Подача напряжения сопровождается отдельным нагревом образца до температуры поряд-

ка 200 °С, что способствует увеличению подвижности зарядов в материале. После охлаждения образца и снятия внешнего поля в световоде фиксируется распределение зарядов, создающее в области сердцевины сильное электрическое поле. Таким образом, в световоде создается квадратичная нелинейность $\chi^{(2)}$.

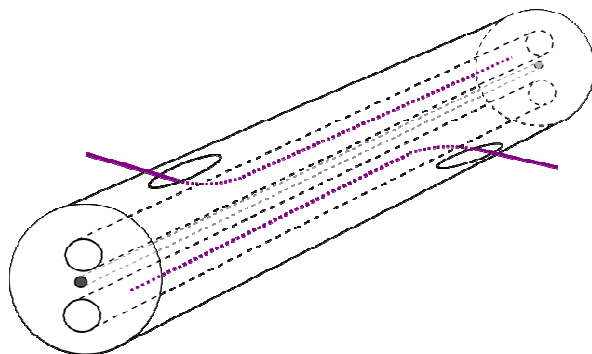


Рис. 1. Световод для создания образца с периодической нелинейной структурой

Посредством ультрафиолетового излучения наведенное поле стирается через равные пространственные промежутки вдоль длины световода [11] с образованием периодической структуры, в которой участки с «записанным» направлением поля и без него (+/0) чередуются аналогично РДС-кристаллу с переменным направлением поля от домена к домену (+/-). Таким образом, получается образец световода с периодически наведенной квадратичной нелинейностью.

Период нелинейной структуры определяет длину волны накачки, при которой эффективность ГВГ максимальна, а длина нелинейной структуры задает спектральную ширину квазисинхронизма. Как и в обычном периодическом кристалле, в таком волокне для ГВГ должны выполняться условия квазисинхронизма для заданной длины волны, при которых обобщенная волновая расстройка Δk равна нулю:

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 - K_m = 0,$$

где $k_i = 2\pi n_i / \lambda_i$ – волновой вектор; n_i – показатель преломления; λ_i – длина волны i -й гармоники; $K_m = 2\pi m / \Lambda$ – волновой вектор среды с квадратичной нелинейностью и периодом Λ , где m – порядок квазисинхронизма.

Для наших экспериментов были изготовлены образцы для ГВГ 1030 нм $\rightarrow$ 515 нм с квазисинхронизмом первого порядка, поскольку известно, что в этом случае эффективность преобразования максимальна.

2. ГВГ много- и одночастотного излучения в однопроходной схеме

Для первых экспериментов по ГВГ иттербиевого волоконного лазера был взят образец СПНKH-1 длиной ≈ 21 см, с периодом нелинейной структуры $\Lambda \approx 37,7$ мкм и диаметром сердцевины 8 мкм, изготовленный на основе волокна FORC-6 (диаметры отверстий под электроды ≈ 50 мкм, расстояние между отверстиями для электродов ≈ 30 мкм, расстояние от края сердцевины до края ближайшего отверстия $\approx 5,5$ мкм). Длина волны синхронизма для изготовленного образца составила $\approx 1030,5$ нм. Для накачки использовался перестраиваемый многочастотный волоконный иттербиевый лазер, генерирующий излучение со случайной поляризацией на длине волны ≈ 1030 нм. Многочастотный лазер собран в линейной схеме резонатора. Схема эксперимента по ГВГ приведена на рис. 2.

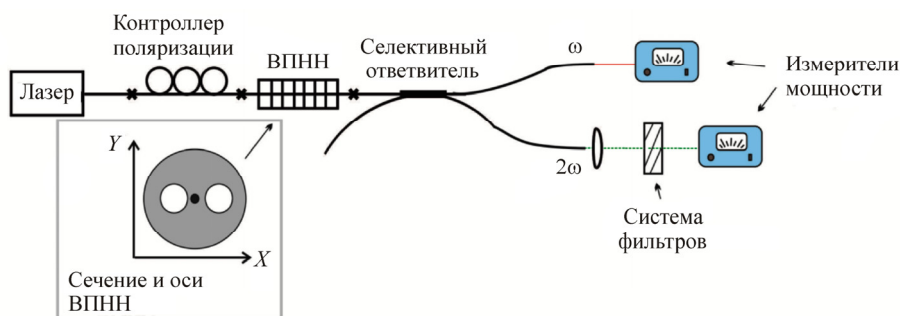


Рис. 2. Схема установки для удвоения частоты лазерного излучения в СПНKH и вид сечения СПНKH (вставка)

Излучение лазера заводилось в СПНKH с волоконным контроллером поляризации. Данная схема позволяет менять лазерный источник на основной частоте и в случае необходимости подстраивать поляризацию на входе в образец, поскольку в обычном волокне поляризация при распространении излучения не сохраняется. Подстраивая поляризацию излучения на основной частоте, удастся настроиться на

максимум мощности второй гармоники. Максимальная мощность генерации непрерывного многочастотного иттербиевого лазера составила ≈ 4 Вт. Выходным спектрально-селективным ответвителем излучение первой и второй гармоник разделялось на два канала и направлялось на измерители мощности. На вставке рис. 2 также представлено сечение образца СПНKN и направление осей относительно отверстий в волокне. Отметим, что при записи структуры направление внешнего электрического поля совпадает с осью X . Спектр источника многочастотного излучения на основной частоте измерялся анализатором оптического спектра (АОС) Yokogawa AQ6370. Ширина спектра генерации многочастотного лазера составляла $< 0,025$ нм, величина близка к ширине аппаратной функции АОС.

Образец СПНKN помещается в термостат для стабилизации температуры и настройки на длину волны синхронизма. Длина волны квазисинхронизма связана с температурой образца, причем дисперсионная зависимость от температуры имеет линейный характер. При охлаждении образца СПНKN-1 наблюдается смещение квазисинхронизма в коротковолновую область (рис. 3, а). При изменении температуры на 1°C длина волны квазисинхронизма изменяется на $\approx 0,027$ нм. Температурные кривые синхронизма на рис. 3, б были получены при перестройке длины волны многочастотного ИК-лазера. Перестройка осуществлялась за счет изменения температуры волоконной брэгговской решетки с малым шагом, обеспечивающим плавную форму кривых синхронизма.

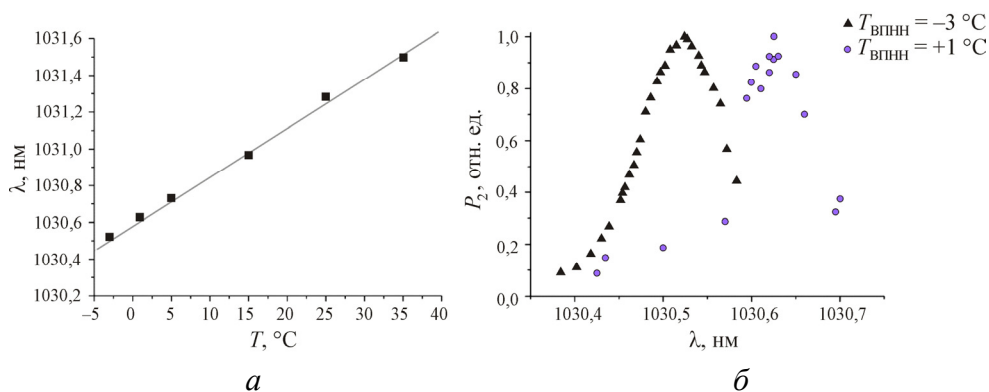


Рис. 3. Связь температуры СПНKN-1 с длиной волны квазисинхронизма (а) и нормированные кривые температурного синхронизма при $T_{\text{ВПНН}} = +1, -3^\circ\text{C}$ (круги и треугольники соответственно) (б)

В том же образце СПНКТ исследовалась ГВГ с одночастотным поляризованным излучением волоконного иттербиевого лазера, выполненного по схеме «задающий генератор – усилитель мощности». Задающий одночастотный лазер с распределенной обратной связью (РОС-лазер) выполнен на волокне, легированном ионами иттербия, в котором была записана волоконная брэгговская решетка (ВБР) с фазовым сдвигом. Аналогичная схема лазера описана в работе [12]. Мощность одночастотного источника достигала 1 Вт. Сравнение эффективности преобразования частоты одночастотного и многочастотного излучения в исследуемом образце СПНКТ представлено на рис. 4. Отметим, что излучение многочастотного источника имеет случайную поляризацию. Измерения проводились при одном положении контроллера поляризации (см. рис. 1), без подстроек в разных точках измерения. По измеренным данным не наблюдается различия формы кривой синхронизма одночастотного поляризованного и многочастотного неполяризованного излучения, что может быть связано с низким уровнем генерируемой мощности второй гармоники. Кроме того, возможно, излучение многочастотного источника на входе в образец было случайным образом частично поляризовано.

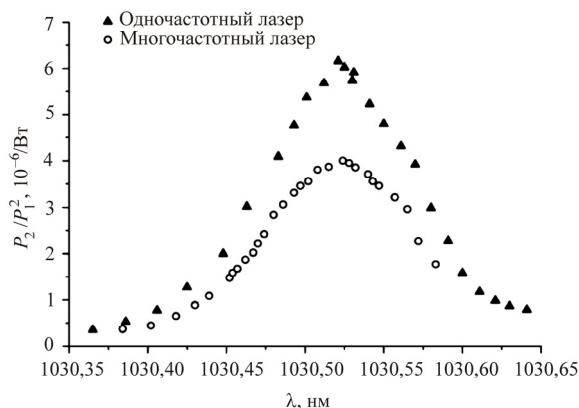


Рис. 4. Полный коэффициент квадратичной нелинейности для одночастотного поляризованного и многочастотного неполяризованного излучения лазеров

Сравнение эффективности ГВГ в нелинейных кристаллах для одно- и многочастотного режимов проводилось еще в 60-х годах XX века. Было показано, что без учета дисперсии удвоение частоты много-

модового излучения со случайными фазами дает двукратное увеличение мощности второй гармоники [13]. Следует отметить, что сравнение с предсказанием теории в данном случае не является простой задачей. Если бы ГВГ осуществлялась в нелинейном кристалле, то можно было бы проделать следующую процедуру: поскольку излучение многочастотного лазера не поляризовано, то для сравнения полного коэффициента квадратичной нелинейности можно учесть два возможных направления поляризации лазера, тогда в соотношении P_2/P_1^2 мощность основного излучения уменьшится в 2 раза и станет $P_2/2$, а кривая, построенная кружками, вырастет в 4 раза. На самом деле такое искусственное увеличение коэффициента квадратичной нелинейности не вполне оправдано, поскольку для излучения иттербиевого лазера со случайной поляризацией возможно выполнение нескольких различных типов квазисинхронизма для ГВГ, зависящих от поляризации. Подробнее вопрос о типах квазисинхронизма будет рассмотрен ниже.

3. Кривые синхронизма и оптимизация ГВГ с линейно-поляризованным излучением

Для повышения эффективности преобразования частоты излучения во вторую гармонику был изготовлен еще один образец СПНKN-2. При этом благодаря оптимизации условий температурного «полинга» удалось повысить квадратичную нелинейную восприимчивость до $\chi^{(2)} \approx 0,06$ пм/В, что примерно в 2 раза выше, чем для образца СПНKN-1. Длина второго образца составила 25 см, диаметр сердцевины волокна равен 6 мкм. Максимум синхронизма при комнатной температуре, в отличие от первого образца, достигается вблизи 1029,1 нм. С СПНKN-2 были детально изучены как поляризационные, так и спектральные свойства ГВГ. Для этого в схему перед контроллером поляризации был добавлен волоконный ответвитель, разделяющий основное излучение в соотношении 50/50 %, и волоконный поляризатор. Кроме того, проводилось сравнение ГВ-лазера с линейно-поляризованным излучением, самосканированием частоты и узкой линией генерации <100 МГц, описанного в работе [14], и одночастотного лазера, упоминавшегося выше.

Сначала ГВГ в СПНKN-2 изучалась с помощью неполяризованного многочастотного волоконного лазера. Зависимость мощности вто-

рой гармоники от мощности излучения на основной частоте имеет квадратичный вид и представлена на рис. 5, а. Затем в схему перед СПНKH-2 был вставлен волоконный поляризатор и также были измерены мощностные и спектральные характеристики. В рабочем диапазоне длин волн положение главного максимума эффективности преобразования во вторую гармонику отличалось. На рис. 5, б представлено сравнение полного коэффициента квадратичной нелинейности, вычисленного как P_2/P_1^2 , при перестройке длины волны основного излучения. Следует отметить, что для сравнения кривых синхронизма для поляризованного и неполяризованного основного излучения выбирались данные при одинаковой мощности на входе в нелинейный образец для удвоения частоты (≈ 1 Вт), однако мощность самого иттербиевого лазера при этом была различна. При переходе к поляризованному режиму (рис. 5, б) левая часть огибающей кривой совпадает со случаем удвоения частоты неполяризованного излучения, однако правый максимум имеет меньшую амплитуду. Для более детального изучения поляризационных особенностей аналогичные измерения в дальнейшем проводились для одночастотного лазера и лазера с самосканированием частоты.

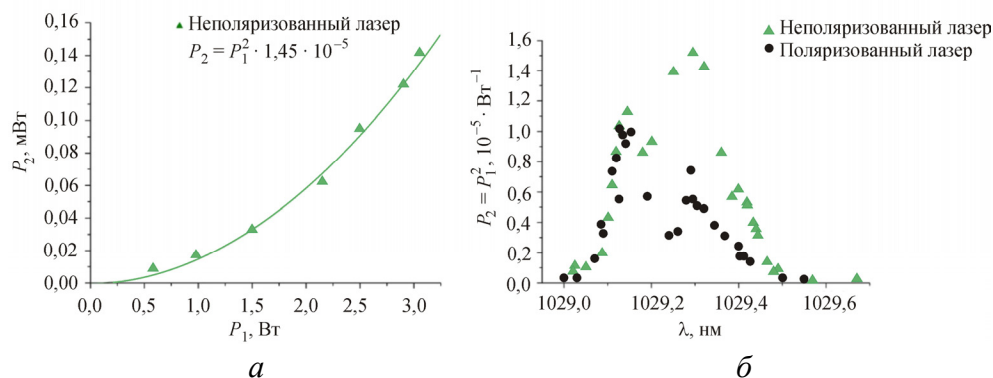
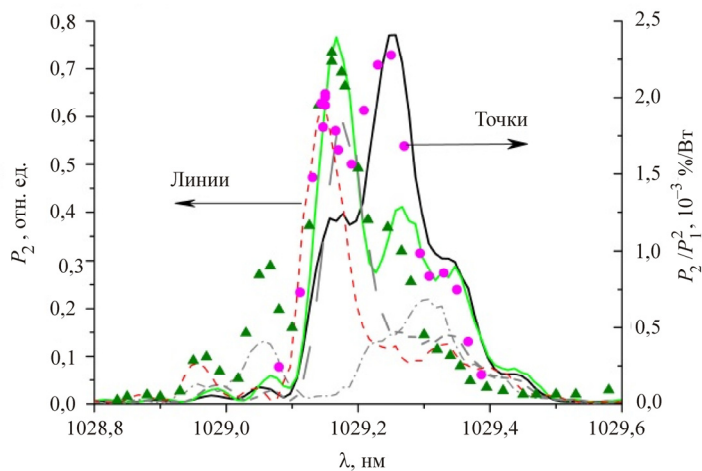


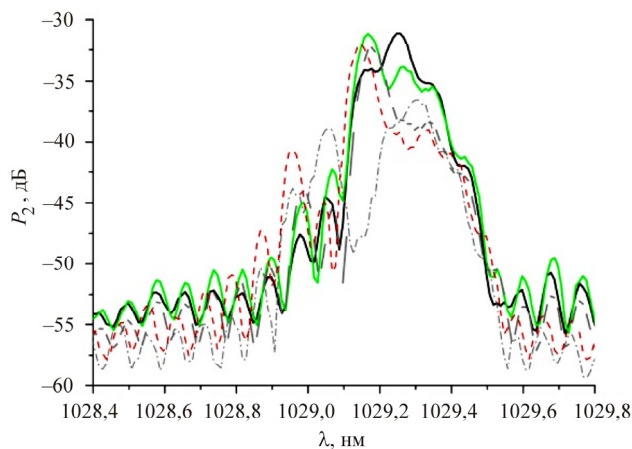
Рис. 5. Мощность второй гармоники в зависимости от мощности накачки на 1029,3 нм (а) и кривые синхронизма с поляризованным и неполяризованным излучением основной частоты (б)

Сложная форма кривой синхронизма по длине волны связана с поляризационными особенностями при удвоении частоты внутри волокна. В работе [15] было показано, что в зависимости от поляризации волн основной и второй гармоники изменяются длина волны синхро-

низма и эффективность генерации. Измерения при разных состояниях поляризации излучения позволили прописать несколько кривых, представленных на рис. 6, *а*, *б*. Точками обозначены данные, полученные с одночастотным РОС-лазером в схеме, как на рис. 2 (круги – с подстройкой поляризации контроллером в каждой точке, треугольники – с одной настройкой), линии – более детальные измерения с помощью самосканирующего лазера (рис. 6, *а*). В качестве детектора использовалась измерительная головка от поляриметра Thorlabs Polarization Analyzing System PAX 5710 с большим динамическим диапазоном. Самосканирующий лазер в оптимальном режиме генерирует последовательность микросекундных импульсов с перескоком частоты при генерации каждого последующего импульса на один межмодовый интервал ≈ 10 МГц [14]. Относительно невысокое быстродействие фотоприемника приводило к тому, что импульсы интегрировались, и наблюдался почти непрерывный сигнал. С учетом скорости работы фотоприемника и скорости самосканирования частоты лазера итоговое спектральное разрешение составило около 0,01 нм. Привязка к длине волны производилась по анализатору лазерных спектров (LSA, HighFines/Angstrom) с точностью $< 0,02$ нм. Кривые квазисинхронизма измерялись при различных состояниях контроллера поляризации, установленного на выходе лазера с самосканированием частоты (см. рис. 2). Кроме того, проводились измерения при заведении излучения с противоположной стороны образца СПНКН-2, но принципиальных различий при этом не было обнаружено. Как видно из рис. 6, *а*, положение точек, измеренных с помощью одночастотного лазера и подстройкой поляризации на максимум мощности второй гармоники в каждой точке, близко к положению огибающей, которую можно провести для серии линий, измеренный с помощью лазера с самосканированием частоты при нескольких фиксированных положениях контроллера поляризации. Таким образом, измерения кривых синхронизма с разными источниками согласуются между собой, и можно отметить существование близких по амплитуде максимумов на длинах волн 1029,15 и 1029,27 нм. Напомним, что с образцом СПНКН-1 с меньшей квадратичной нелинейностью наблюдался лишь один максимум близкой ширины, что свидетельствует о полном перекрытии резонансов для разных типов квазисинхронизма (см. рис. 4).



а



б

Рис. 6. Кривые синхронизма для разных поляризаций, прописанные обычным одно-частотным (точки) и самосканирующим лазерами (линии) (*а*), и аналогичные кривые с большим динамическим диапазоном для самосканирующего лазера (*б*)

Кривые квазисинхронизма, полученные с помощью самосканирующего лазера, представлены на рис. 6, *б* в логарифмическом масштабе. На всех линиях видна модуляция с периодом около 0,085 нм. Наличие нескольких различных кривых квазисинхронизма и разное положение максимумов при ГВГ в нелинейном образце объясняется зависимостью процесса удвоения частоты от поляризации взаимодействующих волн [15]. В процессе ГВГ могут участвовать волны основной частоты с одинаковыми либо различными поляризациями. Кроме

того, волна второй гармоники также имеет два возможных направления поляризации. Существуют два типа квазисинхронизма при удвоении частоты: с различным и одинаковым направлением поляризаций взаимодействующих волн основного излучения. При этом в СПНKH возможны три вида взаимодействий с эффективностью ГВГ, отличной от нуля. Если обозначить поляризационные оси как X и Y (в соответствии со вставкой к рис. 2), то эти взаимодействия можно описать как $Y + Y \rightarrow X$, $X + X \rightarrow X$ и $X + Y \rightarrow Y$. Максимумы синхронизма при разных видах взаимодействия будут отличаться друг от друга по положению из-за двулучепреломления и по амплитуде из-за зависимости тензора $\chi^{(2)}$ от поляризации. В работе [15] показано, что амплитуды при взаимодействиях $Y + Y \rightarrow X : X + X \rightarrow X : X + Y \rightarrow Y$ должны соотноситься как $\approx 1 : 9 : 4$ соответственно.

Двулучепреломление в СПНKH зависит от его геометрии и возникающих напряжений в направлении осей X и Y . В связи с этим для разных образцов положение максимумов второй гармоники и их очередность могут отличаться. В нашем случае основные резонансы кривых квазисинхронизма для разных поляризаций перекрываются друг другом, но достаточно различимы на рис. 6, *а*, *б*. Разница используемых нами и в [15] образцов (диаметр сердцевины, удаленность воздушных отверстий для электродов) обуславливает разное двулучепреломление в них, следовательно, различное положение максимумов квазисинхронизма.

Заключение

В работе проведено исследование удвоения частоты ряда непрерывных волоконных иттербиевых лазеров непосредственно внутри волоконного световода с периодически наведенной квадратичной нелинейностью. Применение лазера с пассивным сканированием частоты позволило наглядно показать зависимость формы и положения кривых квазисинхронизма от поляризации излучения на основной частоте, что является следствием наличия нескольких типов квазисинхронизма в волоконных световодах, выполняющихся на близких длинах волн. Кривые квазисинхронизма могут как перекрываться между собой, так и быть разнесены по частоте. В экспериментах полный коэффициент квадратичной нелинейности с лучшим образцом в максимуме ГВГ на длине волны ≈ 515 нм достигал величины $\approx 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ \%}/\text{Вт}$. Одноре-

менное выполнение квазисинхронизма нескольких типов является отличительной особенностью образцов СПНКН от РДС кристаллов. Поскольку обычные непрерывные волоконные лазеры имеют хаотическую поляризацию, использование световодов с малым двулучепреломлением, в которых реализуются несколько типов взаимодействия одновременно, повышает эффективность удвоения частоты. При проектировании образцов для ГВГ в СПНКН учет поляризационных особенностей может повысить мощность на удвоенной частоте.

Исследования показали, что используемые образцы СПНКН-1,2 имеют большой уровень потерь для основного излучения. Потери определяют относительно низкую эффективность генерации второй гармоники в однопроходной схеме и ограничение абсолютной мощности уровнем $\approx 0,1$ мВт при накачке ≈ 1 Вт. Дальнейшее увеличение мощности второй гармоники возможно за счет использования схемы с внешним резонатором и одночастотной накачкой.

При полученных небольших значениях мощности компактный полностью волоконный источник сине-зеленого диапазона является альтернативой существующим лазерам с объемной оптикой и может найти применение в случаях необходимости селективного воздействия излучением небольшой мощности. Использование в качестве источника излучения основной частоты волоконного иттербиевого лазера и специально изготовленного образца СПНКН для удвоения частоты позволяет выбирать любую желаемую длину волны генерации зеленого диапазона. Кроме того, имеется возможность плавной перестройки частоты с малым шагом. Такие лазерные системы могут быть использованы в научных и биомедицинских исследованиях, спектроскопии и прочих областях.

Авторы выражают благодарность Е.М. Дианову и С.А. Бабину за постоянную поддержку и интерес к работе, М.А. Никулину за предоставленный одночастотный РОС-лазер, Е.А. Злобиной за помощь в характеристике образцов СПНКН, а также А.В. Гладышеву (НЦВО РАН) и К. Корбари, М. Ибсену, П.Г. Казанскому (С. Corbari, М. Ibsen, P.G. Kazansky, Optoelectronics Research Center, University of Southampton) за изготовление образцов и помощь в их характеристике.

Список литературы

1. 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 // Квантовая электроника. – 2012. – Vol. 42, № 2. – С. 120–124.
2. Frequency-doubling of a CW fiber laser using PPKTP, PPMgSLT, and PPMgLN / E.J. Kontur, J. Dajani, Yalin Lu, R.J. Knize // Opt. Exp. – 2007. – Vol. 15, № 20. – P. 12882–12889.
3. Kazansky P.G., Pruneri V. Electric-field poling of quasi-phase-matched optical fibers // J. Opt. Soc. Am. – 1997. – Vol. 14, № 11. – P. 3170–3178.
4. Broadly tunable second-harmonic generation in periodically poled silica fibers / A. Canagasabey, C. Corbari, Z. Zhang, P.G. Kazansky, M. Ibsen // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32, № 13. – P. 1863–1865.
5. High-average-power second-harmonic generation from periodically poled silica fibers / A. Canagasabey, C. Corbari, A.V. Gladyshev, F. Liegeois, S. Guillemet, Y. Hernandez, M. Yashkov, A. Kosolapov, E. Dianov, M. Ibsen, P. Kazansky // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34, № 16. – P. 2483–2485.
6. All-fiber frequency-doubled visible laser / C. Corbari, A.V. Gladyshev, L. Lago, M. Ibsen, Y. Hernandez, P.G. Kazansky // Opt. Lett. – 2014. – Vol. 39, № 22. – P. 6505–6508.
7. Multi-watt all-fiber frequency doubled laser / E.L. Lim, C. Corbari, A.V. Gladyshev, S.U. Alam, M. Ibsen, D.J. Richardson, P.G. Kazansky // Top. Meeting Bragg Gratings, Poling Photosensitivity. – 2014. – Paper JTU6A.5.
8. Yellow all-fiber bi laser / V.V. Dvoyrin, A.V. Gladyshev, V.M. Mashinsky, E.M. Dianov, A. Canagasabey, C. Corbari, M. Ibsen, P.G. Kazansky // IEEE ECOC. – 2008. – Vol. 2–5.
9. Донцова Е.И., Каблуков С.И., Бабин С.А. Волоконный иттербиевый лазер с перестройкой длины волны в диапазоне 1017–1040 нм и генерацией второй гармоники // Квантовая электроника. – 2013. – Т. 43, № 5. – С. 467–471.
10. Green fiber lasers: an alternative to traditional DPSS green lasers for flow cytometry / W.G. Telford, S.A. Babin, S.A. Khorev, S.H. Rowe // Cytometry A. – 2009. – Vol. 75A, № 12. – P. 1031–1039.

11. High-average-power second-harmonic generation from periodically poled silica fibers / A. Canagasabey, C. Corbari, A.V. Gladyshev, F. Liegeois, S. Guillemet, Y. Hernandez, M.V. Yashkov, A. Kosolapov, E.M. Dianov, M. Ibsen, P.G. Kazansky // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34, № 16. – С. 2483–2485.

12. Иттербиевый волоконный лазер с распределенной обратной связью с низким уровнем частотных шумов / М.А. Никулин, С.А. Бабин, А.К. Дмитриев, А.С. Дычков, С.И. Каблуков, А.А. Луговой, Ю.Я. Печерский // *Квантовая электроника*. – 2009. – Т. 39, № 10. – С. 906–910.

13. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. – М.: Радио и связь, 1997. – 512 с.

14. Broad-range self-sweeping of a narrow-line self-pulsing Yb-doped fiber laser / I.A. Lobach, S.I. Kablukov, E.V. Podivilov, S.A. Babin // *Opt. Exp.* – 2011. – Vol. 19, № 18. – С. 17632–17640.

15. Measurement of $\chi^{(2)}$ symmetry in a poled fiber / E.Y. Zhu, Li Quan, M. Liscidini, J.E. Sipe, C. Corbari, A. Canagasabey, M. Ibsen, P.G. Kazansky // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35, № 10. – P. 1530–1532.

References

1. Akulov V.A., Kablukov S.A., Babin S.A. Udvoenie chastoty izlucheniia perestraivaemogo itterbievogo volokonnoho lazera v kristallakh KTP s sinkhronizmom v ploskostiakh XY i YZ [Frequency doubling of a tunable ytterbium-doped fibre laser in KTP crystals phase-matched in the XY and YZ planes]. *Quantum Electronics*, 2012, vol. 42, no. 2, pp. 120-124.

2. Kontur E.J., Dajani J., Lu Yalin, Knize R.J. Frequency-doubling of a CW fiber laser using PPKTP, PPMgSLT and PPMgLN. *Optics Express*, 2007, vol. 15, no. 20, pp. 12882-12889.

3. Kazansky P.G., Pruneri V. Electric-field poling of quasi-phase-matched optical fibers. *Journal Optical Society of America*, 1997, vol. 14, no. 11, pp. 3170-3178.

4. Canagasabey A., Corbari C., Zhang Z., Kazansky P.G., Ibsen M. Broadly tunable second-harmonic generation in periodically poled silica fibers. *Optics Letters*, 2007, vol. 32, no. 13, pp. 1863-1865.

5. Canagasabey A., Corbari C., Gladyshev A.V., Liegeois F., Guillemet S., Hernandez Y., Yashkov M., Kosolapov A., Dianov E.M., Ibsen M., Kazansky P.G. High-average-power second-harmonic generation from periodically poled silica fibers. *Optics Letters*, 2009, vol. 34, no. 16, pp. 2483-2485.

6. Corbari C., Gladyshev A.V., Lago L., Ibsen M., Hernandez Y., Kazansky P.G. All-fiber frequency-doubled visible laser. *Optics Letters*, 2014, vol. 39, no. 22, pp. 6505-6508.

7. Lim E.L., Corbari C., Gladyshev A.V., Alam S.U., Ibsen M., Richardson D.J., Kazansky P.G. Multi-watt all-fiber frequency doubled laser. *Topical Meeting Bragg Gratings, Poling Photosensitivity*, 2014, paper JTu6A.5.

8. Dvoyrin V.V., Gladyshev A.V., Mashinsky V.M., Dianov E.M., Canagasabey A., Corbari C., Ibsen M., Kazansky P.G. Yellow all-fiber bi laser. *IEEECOF*, 2008, vol. 2-5.

9. Dontsova E.I., Kablukov S.I., Babin S.A. Volokonnyi itterbievyyi lazer s perestroikoi dliny volny v diapazone 1017-1040 nm i generatsiei vtoroi garmoniki [Ytterbium-doped fibre laser tunable in the range 1017-1040 nm with second-harmonic generation]. *Quantum Electronics*, 2013, vol. 43, no. 5, pp. 467-471.

10. Telford W.G., Babin S.A., Khorev S.A., Rowe S.H. Green fiber lasers: an alternative to traditional DPSS green lasers for flow cytometry. *Cytometry A*, 2009, vol. 75A, no. 12, pp. 1031-1039.

11. Canagasabey A., Corbari C., Gladyshev A.V., Liegeois F., Guillemet S., Hernandez Y., Yashkov M.V., Kosolapov A., Dianov E.M., Ibsen M., Kazansky P.G. High-average-power second-harmonic generation from periodically poled silica fibers. *Optics Letters*, 2009, vol. 34, no. 16, pp. 2483-2485.

12. Nikulin M.A., Babin S.A., Dmitriev A.K., Dychkov A.S., Kablukov S.I., Lugovoi A.A., Pecherskii Iu.Ia. Itterbievyyi volokonnyi lazer s raspredelennoi obratnoi svyaz'iu s nizkim urovnem chastotnykh шумов [Low frequency noise distributed-feedback Ytterbium fibre laser]. *Quantum Electronics*, 2009, vol. 39, no. 10, pp. 906-910.

13. Dmitriev V.G., Tarasov L.V. *Prikladnaya nelineinaya optika* [Applied nonlinear optics]. Moscow, 1997. 512 p.

14. 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. *Optics Express*, 2011, vol. 19, no. 18, pp. 17632-17640.

15. Zhu E.Y., Quan Li, Liscidini M., Sipe J.E., Corbari C., Canagasabey A., Ibsen M., Kazansky P.G. Measurement of $\chi^{(2)}$ symmetry in a poled fiber. *Optics Letters*, 2010, vol. 35, no. 10, pp. 1530-1532.

Получено 15.12.2015

УДК 517.925.5, 51-73, 537.611.44

**В.М. Журавлев¹, И.О. Золотовский¹, Д.А. Коробко¹,
В.В. Светухин¹, И.О. Явтушенко¹, М.С. Явтушенко¹, С.Г. Засканов²**

¹ Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

² Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

УСИЛЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СТРУКТУР В СРЕДЕ С НЕЛИНЕЙНОЙ ДИФФУЗИЕЙ

Предложена модель усиления периодической структуры, формируемой на поверхности полупроводника под действием лазерного поля. Рассмотрен процесс вырастания поверхностной структуры в среде с нелинейной диффузией дефектов за счет взаимодействия поверхностных плазмон-поляритонов, возбуждаемых на неравновесных электронах, с падающим лазерным излучением. Обнаружен резонансный эффект сверхбыстрого пико- и субпикосекундного усиления генерируемой на поверхности плазмон-поляритонной структуры, при реализации которого может быть получена высококонтрастная решетка дефектов.

Ключевые слова: нелинейная диффузия, поверхностные плазмон-поляритоны, импульсное лазерное облучение, субволновые периодические структуры.

**V.M. Zhuravlev¹, I.O. Zolotovskii¹, D.A. Korobko¹, V.V. Svetukhin¹,
I.O. Iavtushenko¹, M.S. Iavtushenko¹, S.G. Zaskanov²**

¹ Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation

² Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences,
Samara, Russian Federation

GENERATION AND GROWTH OF INTERFERENCE STRUCTURES IN THE NONLINEAR DIFFUSION MEDIUM

We propose a model of radiation induced generation of periodic structure on the semiconductor surface. Here, the surface structure generation and growth in a medium with the nonlinear diffusion defects is considered. This process is due to interaction between the surface plasmon polaritons excited on nonequilibrium electrons and the incident laser radiation. A resonance ultra-fast pico- and subpico-second growth of plasmon-polariton structure generated on the surface has been observed. A defect grating of high-contrast can be obtained through this process.

Keywords: nonlinear diffusion, surface plasmon polaritons, pulsed laser irradiation, subwavelength periodic structures.

Введение

Образование на поверхности пространственно-модулированных структур с периодом как порядка длины световой волны [1–4], так и значительно меньшей [5–9], – одно из самых распространенных явлений, происходящих при воздействии лазерного излучения на конденсированные среды. Возникновение на поверхности полупроводников периодических структур с большой контрастностью, значительной амплитудой рельефа и периодом, значительно меньшим длины волны облучающего лазера [10–13], представляет особый интерес.

Лазерное излучение позволяет, благодаря высокой плотности потока фотонов, реализовать процессы многоквантового поглощения света, поэтому в случае фоточувствительных материалов (например, кремния) на поверхности полупроводника происходит генерация значительного числа неравновесных носителей, скорость которой является нелинейной функцией интенсивности [1–3].

При облучении ультракороткими импульсами (длительностью менее 100 фс) время электрон-фононной релаксации материала, как правило, значительно превышает время воздействия импульса τ_p , поэтому кристаллическая решетка остается «холодной» и практически не принимает участия в поглощении лазерного излучения. Последнее поглощается электронной подрешеткой и вызывает образование на поверхности полупроводника тонкой пленки металлизации [3–5]. Процесс такой металлизации поверхности полупроводника является нетермическим фазовым переходом, инициированным световым излучением. Если под действием лазерного излучения на поверхности или в объеме полупроводника формируется металлизированный слой, то при выполнении определенного условия на границе «металлизированная поверхность – среда» возможна реализация условий для возбуждения на неравновесных электронах поверхностных плазмон-поляритонов (ПП), взаимодействующих с падающим лазерным излучением. В результате этого взаимодействия на поверхности облучаемого материала формируется периодическая структура, модулированная световым полем, с периодом порядка либо значительно меньшим центральной длины волны источника [14–16].

В ряде случаев может наблюдаться исключительно высокая контрастность образующихся периодических структур, которая представляет отдельный интерес и не может быть объяснена, с нашей точки

зрения, действием только периодически модулированного интерференционного поля лазерного излучения.

В настоящей работе для объяснения эффекта генерации высококонтрастных структур с относительно большой амплитудой рельефа предлагается модель, связанная с нелинейной зависимостью коэффициента диффузии от концентрации неравновесных носителей (или в ряде случаев дефектов различных типов, возникающих на поверхности полупроводника).

В общем случае такого рода модели исследовались достаточно давно, особенно в связи с задачами распространения тепла в средах с нелинейными коэффициентами теплопроводности [17–19], которые представляют собой прямой аналог диффузионных уравнений для концентраций дефектов.

В рассматриваемой нами задаче коэффициент диффузии связан с концентрацией диффундирующей примеси, дефектов или неравновесных носителей с помощью следующей формулы:

$$D = \frac{D_0}{n + n_0}, \quad (1)$$

где $D_0 = D_p n_0$, D_0 и n_0 – некоторые постоянные; n – концентрация изучаемых дефектов; D_p – собственно диффузии, $\text{см}^2/\text{с}$.

Уменьшение коэффициента диффузии объясняется возможной кластеризацией условных дефектов на поверхности облучаемого материала. Свойства уравнений с таким коэффициентом диффузии исследовались в работах [19–22]. Одним из важных свойств этих уравнений является наличие у них богатого семейства точных решений, что позволяет исследовать поведение системы, опираясь не на численный анализ, а на свойства точных решений при тех или иных начальных и граничных условиях. Таким образом, можно без привлечения численного счета предъявлять точные аргументы аналитических решений в форме периодических функций, а также применять различные методы возмущений и асимптотического анализа.

1. Уравнение нелинейной диффузии

Используя коэффициент диффузии (1), можно записать уравнение диффузии дефектов в следующем виде:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{D_0}{n + n_0} \cdot \frac{\partial n}{\partial z} \right) - \mu n + G, \quad (2)$$

где t – время; z – координата; μ – скорость рекомбинации дефектов; G – скорость генерации дефектов.

Вводя функцию $\xi = n + n_0$, преобразуем это уравнение к следующему виду:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{D_0}{\xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial z} \right) - \mu \xi + G_{\text{ef}}. \quad (3)$$

Здесь введен эффективный коэффициент генерации дефектов

$$G_{\text{ef}} = G + \mu n_0.$$

Далее, переходя к нормированной координате $x = z/\sqrt{D_0}$, получаем уравнение

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial^2 \ln \xi}{\partial x^2} - \mu \xi + G_{\text{ef}}. \quad (4)$$

2. Отрицательная эффективная диффузия.

Диффузионный «взрыв»

В рассматриваемой нами модели быстрое формирование интерференционной картины происходит за счет взаимодействия падающей волны с образующимися ПП [23–29]. Характерные времена составляют значения порядка субпикосекунд, а характерные длины соответствуют глубине проникновения излучения и периоду плазмон-поляритонной структуры, т.е. в общем случае менее 1 мкм (μm). Поскольку диффузионная длина существенно больше характерных длин, то можно предполагать, что, наряду с быстрыми процессами (формирования интерференционного поля падающего лазерного импульса и ПП), в самой среде происходят относительно медленные процессы формирования структур – образование контрастного рельефа на поверхности. Для выявления условий возникновения длинноволновых возмущений за счет тех или иных неустойчивостей можно воспользоваться методом многомасштабных разложений [17–19], позволяющим выявить растущие при данных условиях моды.

Для анализа полученного уравнения (4) используем метод решения уравнения в медленных переменных. Это означает, что, наряду со стандартными единичными масштабами времени, ответственными за переходные процессы в системе, решение уравнения (4) будет содержать зависимость от медленных переменных времени $T = \varepsilon t$ и длины $X = \sqrt{\varepsilon}x$ [17, 18]. Здесь ε – безразмерный малый параметр, характеризующий время возникновения структуры по отношению к масштабу времени τ . При этом безразмерный масштаб длины возникающей структуры определяется малой величиной $\sqrt{\varepsilon}$. Зависимость функции ξ от координат и времени можно записать в следующем виде:

$$\xi = \xi(x, t) = \chi(t, X, T, \varepsilon). \quad (5)$$

Представим функцию $\xi(x, t)$ в виде ряда по малому параметру ε :

$$\chi(t, X, T, \varepsilon) = \xi_0(t, X, T) + \xi_1(t, X, T)\varepsilon + O(\varepsilon^2). \quad (6)$$

С использованием стандартных для метода многомасштабных разложений соотношений

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial \chi}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial \chi}{\partial T}, \quad \frac{\partial \xi}{\partial x} = \sqrt{\varepsilon} \frac{\partial \chi}{\partial X} \quad (7)$$

уравнение (4) преобразуется к виду

$$\chi_t = -\mu\chi + G_{\text{ef}} - \varepsilon \frac{\partial \chi}{\partial T} + \varepsilon \frac{\partial^2 \chi}{\partial X^2}. \quad (8)$$

Коэффициенты разложения (6) удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\xi_{0,t} = -\mu\xi_0 + g, \quad \xi_{1,t} = -\mu\xi_1 - \frac{\partial \xi_0}{\partial T} + \frac{\partial^2 \ln \xi_0}{\partial X^2}. \quad (9)$$

Решение в нулевом порядке принимает вид

$$\xi_0 = C(X, T)e^{-\mu t} + G_{\text{ef}} / \mu, \quad (10)$$

где $C(X, T)$ – постоянная интегрирования, зависящая в данном случае от медленных переменных. Аналогично решение в первом порядке можно представить как

$$\xi_1 = C_1(X, T)e^{-\mu t} + e^{-\mu t} \int_0^t e^{\mu t'} \left[-\frac{\partial \xi_0}{\partial T} + \frac{\partial^2 \ln \xi_0}{\partial X^2} \right] dt', \quad (11)$$

где $C_1(X, T)$ – постоянная интегрирования, также зависящая от медленных переменных.

Для нахождения решения в первом порядке вычисляем интегралы в (11):

$$I_1 = -\int_0^t e^{\mu t'} \frac{\partial \xi_0}{\partial T} dt' = -\frac{\partial C}{\partial T} t, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} I_2 &= \int_0^t e^{\mu t'} \frac{\partial^2 \ln \xi_0}{\partial X^2} dt' = \int_0^t e^{\mu t'} \frac{(C e^{-\mu t'} + G_{\text{ef}}) C_{XX} e^{-\mu t'} - C_X^2 e^{-2\mu t'}}{(C e^{-\mu t'} + G_{\text{ef}} / \mu)^2} dt' = \\ &= C_{XX} \frac{\mu}{G_{\text{ef}}} \left(t + \frac{1}{\mu} \ln (C e^{-\mu t} + G_{\text{ef}} / \mu) \right) - \frac{C_X^2}{\mu C (C e^{-\mu t} + G_{\text{ef}} / \mu)}. \end{aligned} \quad (13)$$

В (13) введены обозначения: $C_X = \partial C / \partial X$ и $C_{XX} = \partial^2 C / \partial X^2$. Интегралы I_1 и I_2 содержат слагаемые, растущие в асимптотике при $t \rightarrow \infty$ по линейному закону. Согласно стандартной процедуре исключения резонансов необходимо потребовать, чтобы эти слагаемые обратились в ноль. В интеграле I_2 при $t \rightarrow \infty$ слагаемые, содержащие множитель t , взаимно сокращаются. Поэтому функция $C(X, T)$, определяющая динамику поля дефектов, удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial C}{\partial T} - \frac{\mu}{G_{\text{ef}}} \frac{\partial^2 C}{\partial X^2} = 0. \quad (14)$$

Таким образом, получено уравнение, определяющее динамику генерируемых неравновесных зарядов (дефектов) в поле излучения, которое можно назвать диффузионным уравнением с эффективной диффузией: $D_{\text{ef}} = \mu / G_{\text{ef}}$.

Самым интересным следствием уравнения (14) является возможность «возникновения» отрицательной эффективной диффузии, когда $\mu / G_{\text{ef}} < 0$. Режим отрицательной диффузии может быть реализован в двух случаях:

$$\mu < 0 \text{ и } G_{\text{ef}} > 0 \text{ (т.е. } G + \mu n_0 > 0) \quad (15.1)$$

или

$$\mu > 0 \text{ и } G_{\text{ef}} < 0 \text{ (т.е. } G + \mu n_0 < 0). \quad (15.2)$$

Второй случай, по всей видимости, соответствует быстрой комбинации соответствующих дефектов (неравновесных носителей), вплоть до нулевого значения за ограниченный промежуток времени, и, скорее всего, не может представлять существенного интереса для разного рода практических применений.

Очевидно, что наибольший интерес для нас будет представлять первый случай, соответствующий экспоненциально нарастающей генерации дефектов.

Уравнение (14) представляет собой параболическое уравнение в медленных переменных с эффективным коэффициентом диффузии, равным μ / G_{ef} , который меняет знак в зависимости от знака G . Пространственно-периодические решения являются суперпозицией решений вида [30]

$$C(X, T) = e^{pT} (A \cos(kX) + B \sin(kX)), \quad (16)$$

где параметр p связан с волновым числом k по медленной координате X соотношением $p = -\frac{k^2 \mu}{G_{\text{ef}}}$.

Подставляя (16) в (14) и возвращаясь в «исходные координаты» времени и длины, находим:

$$\begin{aligned} C(x, t) &= e^{(p\epsilon - \mu)t} \left(A \cos(k\sqrt{\epsilon}x) + B \sin(k\sqrt{\epsilon}x) \right) = \\ &= e^{gt} (A \cos(qz) + B \sin(qz)), \end{aligned} \quad (17)$$

где $q = 2\pi / d$; d – пространственный период неоднородности, определяемый в случае формирования ПП начальными условиями возникновения неоднородности и составляющий $d \approx 0,01\text{--}10$ мкм [1, 29].

Для эффективного инкремента усиления периодических возмущений при отрицательной эффективной диффузии верно соотношение

$$g = p\epsilon - \mu = -\frac{q^2 \mu D_0}{G_{\text{ef}}} - \mu = -\mu \left(1 + \frac{q^2 D_0}{G_{\text{ef}}} \right) = -\mu \left(1 + \frac{q^2 n_0 D_p}{G_{\text{ef}}} \right) = -\mu + g_D. \quad (18)$$

Приведем оценку характерных масштабов длины и времени для различных процессов в рассматриваемой нелинейной системе.

Для задач, связанных с радиационным облучением, параметры в системе могут быть выбраны в следующем виде: $D_p = 10^{-2}\text{--}10^2$ см²/с,

$n_0 \gg 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $G = 10^{26} - 10^{34} \text{ см}^{-3}/\text{с}^{-1}$ [1, 23]. Тогда для скорости фотогенерации свободных носителей с хорошей степенью точности подходит соотношение [1, 23]

$$G \approx \alpha I / \hbar \omega, \quad (19)$$

где I – интенсивность света используемого лазерного источника; α – линейный коэффициент поглощения полупроводника, который обеспечивает генерацию неравновесных зарядов и изменяется в исключительно широком интервале значений в зависимости от длины волны лазерного источника (таблица).

Так, для кристаллического кремния имеются следующие значения параметров в зависимости от длин волн лазерного излучения [23]. Для коэффициента рекомбинации можно записать соотношение

$$\mu \cong 1 / \tau_c - \sigma_c I / \hbar \omega, \quad (20)$$

где τ_c – время рекомбинации (релаксации) зарядов, составляющее от 1 мкс до 1 пс; σ_c – сечение поглощения на отдельном носителе, составляющее порядка $10^{-16} - 10^{-18} \text{ см}^2$.

Параметры поглощения кремния при облучении различными лазерными источниками

Длина волны излучения, мкм	0,265	0,53	1,06	10,6
Параметр поглощения $d = \alpha^{-1}$	6 нм	500 нм	200 мкм	1 мм

Таким образом, скорость линейной рекомбинации неравновесных зарядов μ определяется разностью величины скорости генерации неравновесных носителей на поверхности полупроводниковой структуры за вычетом параметра, характеризующего скорость отрицательной рекомбинации, определяемой эффектом локального усиления поля на дефектах, а в нашем случае – на генерируемых неравновесных носителях.

Как видно из соотношений (15), усиление диффузионной неустойчивости происходит в том случае, если коэффициент рекомбинации становится отрицательным:

$$\mu \cong 1 / \tau_c - \sigma_c I / \hbar \omega < 0, \quad (21)$$

но при этом эффективный коэффициент генерации неравновесных носителей остается положительным:

$$G_{\text{ef}} \cong \alpha I / \hbar \omega + n_0 (1 / \tau_c - \sigma_c I / \hbar \omega) > 0. \quad (22)$$

При этом в случае, когда интенсивность лазерного излучения стремится к значению

$$I_c \cong \frac{\hbar \omega n_0}{\tau_c} \cdot \frac{1}{n_0 \sigma_c - \alpha}, \quad (23)$$

реализуется режим резонансного «сверхбыстрого» усиления (при $\sigma_c n_0 > \alpha$), когда параметр $|G_{\text{ef}}| \rightarrow 0$ и, следовательно, параметр, связанный с диффузионным усилением, достигают огромных значений $|g_D| \rightarrow \infty$. Кроме того, критическое значение интенсивности является значением, вблизи которого поведение системы может качественно изменяться.

С учетом характерных значений соответствующих параметров значение резонансной интенсивности можно оценить в интервале значений 10^6 – 10^{10} В/см², т.е. на уровне мощностей, обеспечиваемых умеренно мощными доступными лазерными источниками.

Так, при $I < I_c$, но при $I > \hbar \omega / \sigma_c \tau_c$, имеет место диффузионное усиление поля неоднородных дефектов – неравновесных зарядов. В области $|I_c - I| \rightarrow 0$ (но при $I < I_c$) наблюдается исключительно мощное усиление неоднородного «рельефного» поля неравновесных носителей. А при $I > I_c$ происходит сильное диффузионное «затухание» неоднородного поля дефектов. В области $|I_c - I| \rightarrow 0$ (но $I > I_c$) имеет место сверхбыстрая диссипация неоднородного (периодического) поля дефектов – неравновесных носителей.

Видно, что в области критической интенсивности I_c динамика системы может кардинальным образом изменяться при незначительном изменении мощности лазерного источника. Ясно, что в общем случае для анализа поведения системы в этой узкой области значений интенсивности излучения необходимо учитывать нелинейные эффекты более высокого порядка (прежде всего влияние Оже-рекомбинации, имеющей кубическую зависимость от концентрации неравновесных зарядов [23]).

Из соотношения (18) следует, что усиление генерируемой периодической структуры тем сильнее, чем меньше период наведенной на поверхности плазмон-поляритонной структуры (ППС). Заметим, что в первом приближении период ППС, возникающей между полупроводником и наведенной пленкой металлизации, приблизительно равен толщине последней [11, 23]. Толщину фотоиндуцированной пленки металлизации по порядку величины можно считать обратно пропорциональной величине эффективного поглощения полупроводника, т.е. с хорошей степенью точности можно считать $q \approx \alpha$.

Тогда решение (18) можно переписать в виде

$$g \approx -\left(\frac{1}{\tau_c} - \frac{\sigma_c I}{\hbar\omega}\right) \left(1 + \frac{\alpha^2 n_0 D_p}{\frac{\alpha I}{\hbar\omega} + n_0 \left(\frac{1}{\tau_c} - \frac{\sigma_c I}{\hbar\omega}\right)}\right). \quad (24)$$

При этом видно, что наибольшего усиления периодически модулированной плотности неравновесных зарядов (и, как следствие, высоты рельефа поверхности облучаемого полупроводника) можно добиться в условиях больших значений α , а также больших значений произведения $n_0 \sigma_c$. При этом, согласно (15.1), должно выполняться условие $G_{\text{ef}} > 0$, и в идеальном случае $G_{\text{ef}} \Rightarrow 0$. Исходя из этого (см. таблицу), можно сделать заключение о желательности использования лазерных комплексов, работающих в оптическом и ближнем УФ-диапазонах, для которых (в случае кремниевых структур) величина параметра α достигает огромных значений – свыше 10^8 м^{-1} .

На рисунке представлены зависимости $g(I)$ (кривые 1–4), построенные на основе соотношения (24) с параметрами среды и излучения, подобранными таким образом, чтобы выполнялось условие (15.1). Из рисунка видно, что при определенных условиях приведенные зависимости могут носить резонансный характер.

Отдельно следует отметить, что в условиях $n_0 \rightarrow \infty$, когда нелинейностью можно пренебречь, диффузионная составляющая инкремента усиления стремится к значению $g_D \cong -q^2 D_p$ и всегда остается отрицательной, что способствует скорейшему затуханию соответствующих интерференционных компонент – возмущений, что особенно

актуально в условиях больших значений коэффициента диффузии. Вместе с тем скорость генерации поверхностной дефектной структуры может достигать гигантских (особенно в условиях резонанса, когда $G_{\text{ef}} \rightarrow 0$) значений ($g_D = 10^{11} - 10^{14} \text{ с}^{-1}$), и здесь можно говорить о диффузионном «взрыве», приводящем к сверхбыстрому образованию высококонтрастной периодической структуры.

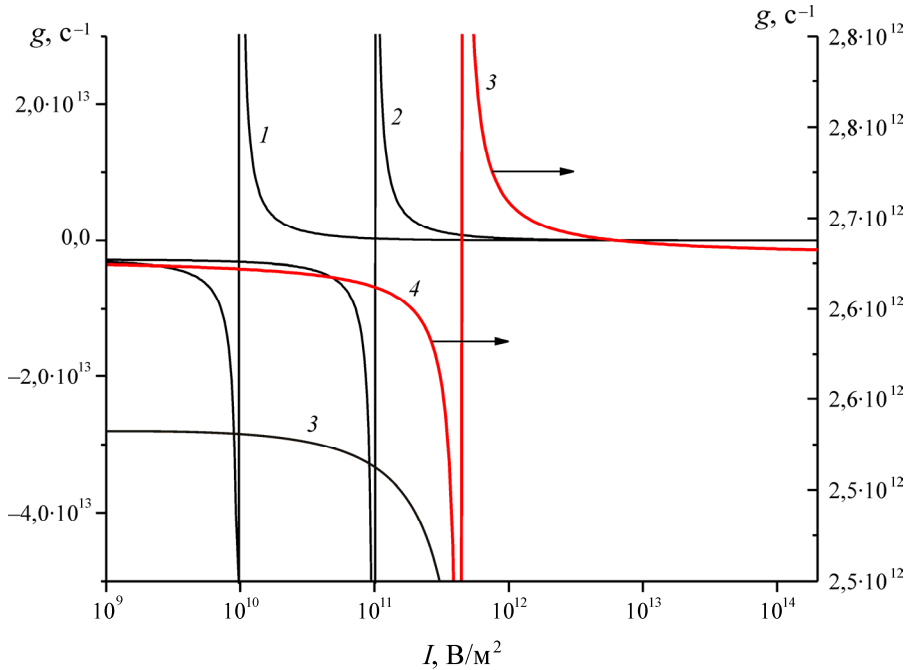


Рис. Зависимость эффективного инкремента усиления от интенсивности лазера $g(I)$ для различных параметров среды и излучения: 1 – $\tau_c = 10^{-7} \text{ с}$; $\lambda = 265 \text{ нм}$; $\alpha = (6 \text{ нм})^{-1}$; $n_0 = 0,168 \cdot 10^{29}$; $D_p = 10^{-4}$; $\sigma_c = 10^{-20} \text{ м}^2$; 2 – $\tau_c = 10^{-7} \text{ с}$; $\lambda = 265 \text{ нм}$; $\alpha = (6 \text{ нм})^{-1}$; $n_0 = 0,168 \cdot 10^{29}$; $D_p = 10^{-4}$; $\sigma_c = 10^{-20} \text{ м}^2$; 3 – $\tau_c = 10^{-6} \text{ с}$; $\lambda = 265 \text{ нм}$; $\alpha = (6 \text{ нм})^{-1}$; $n_0 = 10^{30}$; $D_p = 10^{-3}$; $\sigma_c = 10^{-20} \text{ м}^2$; 4 – $\tau_c = 10^{-7} \text{ с}$; $\lambda = 530 \text{ нм}$; $\alpha = (500 \text{ нм})^{-1}$; $n_0 = 2 \cdot 10^{27}$; $D_p = 10^{-6}$; $\sigma_c = 10^{-19} \text{ м}^2$

Заключение

В рамках предложенной модели нелинейной диффузии обнаружен сильный резонансный эффект, способный приводить к сверхбыстрому пико- и субпикосекундному усилению генерируемой на поверхности плазмон-поляритонной структуры. В этом случае может быть

получена высококонтрастная решетка дефектов, разрастающаяся за время, значительно меньшее пикосекунды. Процесс образования высококонтрастной периодической структуры можно представить следующим образом [1, 23]:

1. Процесс начинается с возникновения периодически модулированного интерференционного светового поля падающего лазерного излучения и ПП.

2. В периодически модулированном по интенсивности световом поле происходит усиливаемый диффузионной неустойчивостью локальный нагрев поверхности.

3. При достаточной мощности лазерного излучения неоднородный нагрев вызывает неоднородное плавление и сверхбыстрый вынос вещества, при этом происходит «запоминание» интерференционного рельефа.

Одновременно с этим реализуется сценарий возникновения неустойчивости за счет положительной обратной связи по следующей схеме. Появление микрорельефа поверхности с определенными периодом и фазой способствует повышенному поглощению в пиковых позициях структуры, что еще более увеличивает глубину модуляции температуры и приводит к дальнейшему повышению поглощения и т.д. При этом время генерации высококонтрастной периодической структуры с большой амплитудой неоднородности может быть значительно меньше 1 пс. Представляется, что именно диффузионная неустойчивость в системах с нелинейной диффузией может быть механизмом, обеспечивающим «запись» высококонтрастных периодических структур рельефа микро- и нанометрового масштабов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № 14.Z50.31.0015), а также при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-32-50507).

Список литературы

1. Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика / С.А. Ахманов, В.И. Емельянов,

Н.И. Коротеев, В.Н. Семиногов // Успехи физических наук. – 1985. – Т. 147. – С. 675–745.

2. Емельянов В.И., Рогачева А.В. Зажигание и распространение уединенной волны образования точечных дефектов при интенсивной лазерной генерации электрон-дырочных пар в полупроводниках и диэлектриках // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, № 11. – С. 1017–1022.

3. Surface electromagnetic waves in optics / A.M. Bonch-Bruевич, M.N. Libenson, V.S. Makin, V.V. Trubaev // Optical Engineering. – 1992. – Vol. 31, № 4. – P. 716–730.

4. Емельянов В.И., Панин И.М. Образование нанометровых упорядоченных дефектно-деформационных структур в твердых телах при воздействии на них потоков энергии // Физика твердого тела. – 2009. – Т. 39, вып. 11. – С. 2029–2035.

5. Теория образования ансамбля нанокластеров на поверхности кристаллов CdTe при одноимпульсном лазерном воздействии / В.И. Емельянов, А. Байдуллаева, А.И. Власенко, П.Е. Мозоль // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 3. – С. 245–250.

6. Интерференция поверхностных электромагнитных волн и периодические структуры, образующиеся при воздействии интенсивного света на поверхность полупроводника / В.В. Баженов, А.М. Бонч-Бруевич, М.Н. Либенсон, В.С. Макин // Письма в журнал технической физики. – 1984. – Т. 10, вып. 24. – С. 1520–1526.

7. Фемтосекундная лазерная запись субволновых одномерных квазипериодических наноструктур / Е.В. Голосов, В.И. Емельянов, А.А. Ионин, Ю.Р. Колобов, С.И. Кудряшов, А.Е. Лигачев, Ю.И. Новоселов, Л.В. Селезнев, Д.В. Сеницин // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2009. – Т. 90, вып. 2. – С. 116–120.

8. Mechanism for self-formation of periodic grating structures on a metal surface by a femtosecond pulse / S. Sakabe, M. Hashida, S. Tokita, S. Namba, K. Okamura // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 79. – P. 033409.

9. Ripple formation during deep hole drilling in copper with ultrashort laser pulses / A. Welch, T.H.R. Crawford, D.S. Wilkinson, H.K. Haugen, J.S. Preston // Appl. Phys. A. – 2007. – Vol. 89. – P. 1001.

10. Поверхностные плазмон-поляритонные моды и наноструктурирование полупроводников фемтосекундными лазерными импульсами / В.С. Макин, Ю.И. Пестов, Р.С. Макин, А.Я. Воробьев // Оптический журнал. – 2009. – Т. 76, № 9. – С. 38–44.

11. Bonse J., Munz M., Sturm H. Structure formation on the surface of indium phosphide irradiated by femtosecond laser pulses // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 97. – P. 013538.

12. Subsurface modification in indium phosphide induced by single and multiple femtosecond laser pulses: a study of the formation of periodic ripples / M.G. Couillard, A. Borowiec, H.K. Haugen, J.S. Preston, E.M. Griswold, G.A. Botton // J. Appl. Phys. – 2007. – Vol. 101. – P. 033519.

13. Borowiec A., Haugen H.K. Subwavelength ripple formation on the surface of compound semiconductors irradiated with femtosecond laser pulses // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 42. – P. 4462–4464.

14. Фемтосекундное наноструктурирование кремниевых поверхностей / С.В. Заботнов, Л.А. Головань, И.А. Остапенко [и др.] // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2006. – Т. 83, № 2. – С. 76–79.

15. Vorobyev A.Y., Makin V.S., Guo C. Periodic ordering of random surface femtosecond laser pulses on metals // J. Appl. Phys. – 2007. – Vol. 101. – P. 034903.

16. Berini P., De Leon I. Surface plasmon-polariton amplifiers and lasers // Nature Photonics. – 2012. – Vol. 6, № 1. – P. 16–24.

17. Самарский А.А., Михайлов А.П. Математическое моделирование. Идеи. Методы. Примеры. – М.: Физматлит, 2001. – 320 с.

18. Режимы с обострением в задачах для квазилинейных параболических уравнений / А.А. Самарский, В.А. Галактионов, С.П. Курдюмов, А.П. Михайлов. – М.: Наука, 1987. – 477 с.

19. Аристов С.Н. Периодические и локализованные точные решения уравнения $h_t = \Delta \ln h$ // Прикладная механика и техническая физика. – 1999. – Т. 40, № 1. – С. 22–26.

20. Журавлев В.М. Об одном классе моделей автоволн в активных средах с диффузией, допускающих точные решения // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1997. – Т. 65, вып. 3. – С. 285–290.

21. Журавлев В.М. Диффузионные цепочки Тоды в моделях нелинейных волн в активных средах // Журнал электронной и теоретической физики. – 1998. – Т. 114, вып. 5. – С. 1897–1914.

22. Журавлев В.М. Точные решения уравнений нелинейной диффузии в двумерном координатном пространстве // Теоретическая и математическая физика. – 2000. – Т. 124, № 2. – С. 265–278.

23. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения. – М.: Наука, 1991. – 312 с.
24. Климов В.В. Наноплазмоника. – М.: Физматлит, 2009. – 480 с.
25. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. – М.: Наука, 1985. – 526 с.
26. Либенсон М.Н., Бонч-Бруевич А.М., Макин В.С. Поверхностные поляритоны и силовое действие излучения // Успехи физических наук. – 1988. – Т. 155. – С. 719–721.
27. Возбуждение поверхностных и волноводных мод интенсивным лазерным излучением и их влияние на характер поверхностного разрушения конденсированных сред / А.М. Бонч-Бруевич, М.К. Коченгина, М.Н. Либенсон, В.С. Макин, С.Д. Пудков, В.В. Трубаев // Известия АН СССР. Сер.: Физическая. – 1982. – Т. 46, № 6. – С. 1185–1195.
28. Surface electromagnetic waves in optics. / А.М. Bonch-Bruevich, М.Н. Libenson, V.S. Makin, V.V. Trubaev // Optical Engineering. – 1992. – Vol. 31, № 4. – P. 718–730.
29. Макин В.С., Макин Р.С. Основы взаимодействия ультракороткого лазерного излучения с конденсированными средами: монография. – Димитровград, 2013. – 236 с.
30. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1972. – 73 с.

References

1. Akhmanov S.A., Emel'ianov V.I., Koroteev N.I., Seminogov V.N. Vozdeistvie moshchnogo lazernogo izlucheniia na poverkhnost' poluprovodnikov i metallov: nelineino-opticheskie efekty i nelineino-opticheskai diagnostika [Exposure of high-power laser radiation on the surface of semiconductors and metals: nonlinear optical effects and nonlinear-optical diagnostics]. *Uspekhi fizicheskikh nauk*, 1985, vol. 147, pp. 675-745.
2. Emel'ianov V.I., Rogacheva A.V. Zazhiganie i rasprostranenie uedinennoi volny obrazovaniia tochechnykh defektov pri intensivnoi lazernoi generatsii elektron-dyrochnykh par v poluprovodnikakh i dielektrikakh [Ignition and propagation of a solitary wave of the formation of point defects of intense laser generation of electron-hole pairs in semiconductors and dielectrics]. *Kvantovai elektronika*, 1998, vol. 25, no. 11, pp. 1017-1022.

3. Bonch-Bruevich A.M., Libenson M.N., Makin V.S., Trubaev V.V. Surface electromagnetic waves in optics. *Optical Engineering*, 1992, vol. 31, no. 4, pp. 716-730.

4. Emel'ianov V.I., Panin I.M. Obrazovanie nanometrovykh uporiadochennykh defektno-deformatsionnykh struktur v tverdykh telakh pri vozdествii na nikh potokov energii [Formation of ordered nanometer defect-deformation structures in solids when exposed to energy flows]. *Fizika tverdogo tela*, 2009, vol. 39, iss. 11, pp. 2029-2035.

5. Emel'ianov V.I., Baidullaeva A., Vlasenko A.I., Mozol' P.E. Teoriia obrazovaniia ansambliia nanoklasterov na poverkhnosti kristallov CdTe pri odnoimpul'snom lazernom vozdествii [The theory of the formation of an ensemble of nanoclusters on the surface of CdTe crystals with one pulse laser irradiation]. *Kvantovaya elektronika*, 2008, vol. 38, no. 3, pp. 245-250.

6. Bazhenov V.V., Bonch-Bruevich A.M., Libenson M.N., Makin V.S. Interferentsiia poverkhnostnykh elektromagnitnykh voln i periodicheskie struktury, obrazuiushchiesia pri vozdествii intensivnogo sveta na poverkhnost' poluprovodnika [Interference surface electromagnetic waves and periodic structures formed when exposed to intense light to the surface of the semiconductor]. *Pis'ma v zhurnal tekhnicheskoi fiziki*, 1984, vol. 10, iss. 24, pp. 1520-1526.

7. Golosov E.V., Emel'ianov V.I., Ionin A.A., Kolobov Iu.R., Kudriashov S.I., Ligachev A.E., Novoselov Iu.I., Seleznev L.V., Sinitsin D.V. Femtosekundnaia lazernaia zapis' subvolnovykh odnomernykh kvaziperiodicheskikh nanostruktur [Femtosecond laser writing of one-dimensional quasi-periodic subwavelength nanostructures]. *Pis'ma v zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki*, 2009, vol. 90, iss. 2, pp. 116-120.

8. Sakabe S., Hashida M., Tokita S., Namba S., Okamura K. Mechanism for self-formation of periodic grating structures on a metal surface by a femtosecond pulse. *Journal of Applied Physics B*, 2009, vol. 79, p. 033409.

9. Welch A., Crawford T.H.R., Wilkinson D.S., Haugen H.K., Preston J.S. Ripple formation during deep hole drilling in copper with ultrashort laser pulses. *Journal of Applied Physics A*, 2007, vol. 89, p. 1001.

10. Makin V.S., Pestov Iu.I., Makin R.S., Vorob'ev A.Ia. Poverkhnostnye plazmon-poliaritonnye mody i nanostrukturirovanie poluprovodnikov femtosekundnymi lazernymi impul'sami [Surface plasmon-polariton modes and nanostructured semiconductors by femtosecond laser pulses]. *Opticheskii zhurnal*, 2009, vol. 76, no. 9, pp. 38-44.

11. Bonse J., Munz M., Sturm H. Structure formation on the surface of indium phosphide irradiated by femtosecond laser pulses. *Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 97, p. 013538.

12. Couillard M.G., Borowiec A., Haugen H.K., Preston J.S., Griswold E.M., Botton G.A. Subsurface modification in indium phosphide induced by single and multiple femtosecond laser pulses: a study of the formation of periodic ripples. *Journal of Applied Physics*, 2007, vol. 101, p. 033519.

13. Borowiec A., Haugen H.K. Subwavelength ripple formation on the surface of compound semiconductors irradiated with femtosecond laser pulses. *Applied Physics Letters*, 2003, vol. 42, pp. 4462-4464.

14. Zobotnov C.V., Golovan' L.A., Ostapenko I.A. [et al.] Femtosekundnoe nanostrukturirovanie kremnievykh poverkhnostei [Femtosecond nanostructuring of silicon surfaces]. *Pis'ma v zhurnal elektronnoi i teoreticheskoi fiziki*, 2006, vol. 83, no. 2, pp. 76-79.

15. Vorobiev A.Y., Makin V.S., Guo C. Periodic ordering of random surface femtosecond laser pulses on metals. *Journal of Applied Physics*, 2007, vol. 101, p. 034903.

16. Berini P., De Leon I. Surface plasmon-polariton amplifiers and lasers. *Nature Photonics*, 2012, vol. 6, no. 1, pp. 16-24.

17. Samarskii A.A., Mikhailov A.P. Matematicheskoe modelirovanie. Idei. Metody. Primery [Math modeling. Ideas. Methods. Examples]. Moscow, 2001. 320 p.

18. Samarskii A.A., Galaktionov V.A., Kurdiymov S.P., Mikhailov A.P. Rezhimy s obostreniem v zadachakh dlia kvazilineinykh parabolicheskikh uravnenii [Modes with peaking in problems for quasi-linear parabolic equations]. Moscow, 1987. 477 p.

19. Aristov S.N. Periodicheskie i lokalizovannye tochnye resheniia uravneniia $h_t = \Delta \ln h$ [Recurrent localized and accurate solutions of the equation]. *Prikladnaia mekhanika i tekhnicheskaiia fizika*, 1999, vol. 40, no. 1, pp. 22-26.

20. Zhuravlev V.M. Ob odnom klasse modelei avtovoln v aktivnykh sredakh s diffuziei, dopuskaushchikh tochnye resheniia [About a class of autowaves models in active media with diffusion, allowing exact solutions]. *Pis'ma v zhurnal elektronnoi i teoreticheskoi fiziki*, 1997, vol. 65, iss. 3, pp. 285-290.

21. Zhuravlev V.M. Diffuzionnye tseepochki Tody v modeliakh nelineinykh voln v aktivnykh sredakh [Diffusion Toda models of nonlinear waves in active media]. *Zhurnal elektronnoi i teoreticheskoi fiziki*, 1998, vol. 114, iss. 5, pp. 1897-1914.

22. Zhuravlev V.M. Tochnye resheniia uravnenii nelineinoi diffuzii v dvumernom koordinatnom prostranstve [Exact solutions of the nonlinear diffusion equations in the two-dimensional coordinate space]. *Teoreticheskaya i matematicheskaya fizika*, 2000, vol. 124, no. 2, pp. 265-278.

23. Koroteev N.I., Shumai I.L. Fizika moshchnogo lazernogo izlucheniia [The physics of high-power laser radiation]. Moscow, 1991. 312 p.

24. Klimov V.V. Nanoplazmonika [Nanoplasmonics]. Moscow, 2009. 480 p.

25. Poverkhnostnye poliaritony. Elektromagnitnye volny na poverkhnostiakh i granitsakh razdela sred [Surface polaritons. Electromagnetic waves on the surfaces and Interfaces]. Ed. by V.M. Agranovich, D.L. Mills. Moscow, 1985. 526 p.

26. Libenson M.N., Bonch-Bruevich A.M., Makin V.S. Poverkhnostnye poliaritony i silovoe deistvie izlucheniia [Surface polaritons and intense laser radiation]. *Uspekhi fizicheskikh nauk*, 1988, vol. 155, pp. 719-721.

27. Bonch-Bruevich A.M., Kochengina M.K., Libenson M.N., Makin V.S., Pudkov S.D., Trubaev V.V. Vozbuzhdenie poverkhnostnykh i volnovodnykh mod intensivnym lazernym izlucheniem i ikh vliianie na kharakter poverkhnostnogo razrusheniia kondensirovannykh sred [Excitation of surface waveguide modes and intense laser radiation and their influence on the nature of the surface destruction of condensed matter]. *Izvestiia akademii nauk SSSR. Seriya Fizicheskaya*, 1982, vol. 46, no. 6, pp. 1185-1195.

28. Bonch-Bruevich A.M., Libenson M.N., Makin V.S., Trubaev V.V. Surface electromagnetic waves in optics. *Optical Engineering*, 1992, vol. 31, no. 4, pp. 718-730.

29. Makin V.S., Makin R.S. Osnovy vzaimodeistviia ul'trakorotkogo lazernogo izlucheniia s kondensirovannymi sredami [Fundamentals of interaction of ultrashort laser radiation with condensed media]. Dimitrovgrad, 2013. 236 p.

30. Tikhonov A.N., Samarskii A.A. Uravneniia matematicheskoi fiziki [Equations of mathematical physics]. Moscow, 1972. 73 p.

Получено 15.12.2015.

УДК 535.2–577.344.3

**А.С. Курков^{1,2}, О.С. Воронова¹, Т.П. Генинг¹, Д.Р. Долгова¹,
А.Б. Песков¹, Т.В. Абакумова¹, И.О. Золотовский¹**

¹ Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

² Институт общей физики РАН, Москва, Россия

ВЛИЯНИЕ ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ IN VIVO НА ЭРИТРОЦИТЫ И КОЖУ МЫШЕЙ

Установлены существенные изменения структуры кожи после облучения различной интенсивности пикосекундным лазерным излучением на длине волны 1560 нм и пиковой мощностью около 4 кВт, в том числе такие изменения, как утолщение эпидермиса, увеличение функциональной активности ядер, возникновение инфильтрации разной степени в зависимости от интенсивности облучения. Установлена активность антиоксидантных ферментов: супероксиддисмутазы увеличивается относительно контроля после воздействия лазерного излучения в обоих режимах. Зафиксированы признаки оксидативного стресса.

Ключевые слова: пикосекундное лазерное излучение (ПСЛИ), перекисное окисление липидов, оксидативный стресс, эпидермис, дерма.

**A.S. Kurkov^{1,2}, O.S. Voronova¹, T.P. Gening¹, D.R. Dolgova¹,
A.B. Peskov¹, T.V. Abakumova¹, I.O. Zolotovskii¹**

¹ Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation

² Institute of General Physics RAS, Moscow, Russian Federation

EFFECT OF PICOSECOND LASER IRRADIATION IN VIVO ON RED BLOOD CELLS AND SKIN OF MICE

Substantial changes are found in the structure of the skin after irradiation by varying – intensity picosecond laser radiation at a wavelength of 1,560 nm and a peak power of about 4 kW: including such changes as a thickening of the epidermis, the increase of the functional activity of the nuclei, varying degrees of infiltration of occurrence depending on the intensity of exposure. It is established the activity of antioxidant enzymes: superoxide dismutase is increased relative to controls after exposure to laser light in both modes. Signs of oxidative stress are observed.

Keywords: picosecond laser radiation, lipid peroxidation, oxidative stress, the epidermis, the dermis.

Введение

Лазерное излучение сегодня широко используется в медицинской практике. С терапевтическими целями используется низкоинтенсивное лазерное излучение (НИЛИ). Однако о возможности использования НИЛИ в онкологии не существует единой точки зрения. Использовать низкоинтенсивное лазерное излучение в этой области пытаются в сочетании с экзогенным фотосенсибилизатором [1, 2], но в силу ряда объективных причин метод остается уделом единичных специализированных клиник.

Одним из механизмов воздействия лазерного излучения на биологические ткани является фоторазрушение – совокупность механических эффектов, которые обычно сопровождают процесс образования плазмы при более высоких плотностях мощности, таких как образование пузырей и генерация ударной волны [3]. Если пробой происходит внутри мягкой ткани или жидкости, то может иметь место образование ударных волн, играющих основополагающую роль в перфорировании мембраны. Они возникают, если длительность лазерного импульса меньше характерного времени распространения волн напряжения за пределы фокального объема и составляет (для ИК-диапазона) менее 100 пс [4].

Использованный пикосекундный лазерный комплекс с малой, средней и большой пиковой мощностью, возможно, реализует механизм фоторазрушения биологических объектов. Представляется, что именно данный механизм лазерного воздействия на ткани (не сопряженный с их термическим перегревом и разрушением) может найти наиболее широкое применение в клинической практике. Однако для клинического использования пикосекундных лазерных комплексов необходимы исследования по изучению механизма их воздействия.

1. Объект и методы исследования

Объектом исследования послужили белые беспородные половозрелые мыши, которые были разделены на две экспериментальные группы. Животные подвергались пикосекундному лазерному излучению (ПСЛИ) в дозе $3,8 \text{ Дж/см}^2$ в разных режимах.

В качестве источника излучения использовался пикосекундный волоконный (эрбиевый) лазер с рабочей длиной волны $\lambda = 1560 \text{ нм}$,

длительностью импульсов $1,4 \cdot 10^{-12}$ с, пиковой мощностью $3,72 \cdot 10^3$ Вт и средней выходной мощностью $20 \cdot 10^{-3}$ Вт, являющийся совместной разработкой Института общей физики РАН и Ульяновского государственного университета.

Для облучения мышей помещали в специальный фиксатор с отверстием таким образом, чтобы участок облучения диаметром 1 см находился на уровне отверстия в районе боковой поверхности грудной клетки. Перед облучением кожу выбривали от шерсти. Схема опыта представлена в табл. 1.

Таблица 1

Схема эксперимента

Характеристики	Опыт I ($n = 12$)	Опыт II ($n = 12$)
Кратность облучения	1	4
Интенсивность облучения, Вт/см ²	$25,5 \cdot 10^{-3}$	$6,37 \cdot 10^{-3}$
Суммарная доза облучения, Дж/см ²	3,8	3,8

Мышей в первой экспериментальной группе облучали однократно, во второй – четырехкратно. Однократное облучение проводилось в течение 5 мин на расстоянии 5 см. При четырехкратном воздействии мыши подвергались лазерному облучению в течение 5 мин на расстоянии 10 см ежедневно. Суммарная доза в обоих случаях составила $3,8$ Дж/см² и была выбрана на основании полученных нами ранее результатов. Было установлено, что фемтосекундное лазерное облучение в дозах аналогичного порядка не влияет на параметры редокс-зависимых процессов в эритроцитах доноров [5].

Эксперимент проводился в соответствии с правилами гуманного обращения с животными, которые регламентированы положениями Хельсинской декларации Всемирной медицинской ассоциации от 1964 года, дополненной в 1975, 1983 и 1989 годах.

Морфологические методы исследования. Для гистологического исследования брали аутопнат кожи мышей диаметром 1 см в участке, подвергнутому лазерному воздействию. Фиксацию материала проводили в 10%-м нейтральном формалине. Серийные срезы окрашивались гематоксилин-эозином. Морфометрия структур кожи проводилась с помощью видео-тест-системы, включающей микроскоп Motis, цифровую видеокамеру JVC (Япония) и компьютерную программу денси-

тофотометрии «Мекос-Ц1» (Россия). Полученные морфометрические данные подвергали статистической обработке по Т-тесту для несвязанных случаев. Достоверность различия средних арифметических (p) с помощью t -критерия Стьюдента при 5%-м уровне значимости [6].

Биохимические методы исследования. В гемолизате эритроцитов (1:10) определяли уровень продуктов перекисного окисления липидов (диеновых конъюгатов (ДК), кетодиенов (КД), сопряженных триенов (СТ), оснований Шиффа (ОШ), малонового диальдегида (МДА)) и активность ферментативного звена антиоксидантной системы: каталазы, глутатион-S-трансферазы (ГТ), супероксиддисмутазы (СОД). Уровень ДК, КД, СТ и ОШ определяли спектрофотометрически по методике И.А. Волчегорского (2000) в гептан-изопропанольных экстрактах. Содержание этих продуктов рассчитывали по отношению оптических плотностей изопропанольной и гептановой фаз $E_{232}/220$ (ДК), $E_{278}/220$ (КД и СТ), E_{400}/E_{220} (ОШ) и представляли в единицах индекса окисления (е.и.о.). Уровень МДА (мкмоль/л) определяли в тесте с тиобарбитуровой кислотой по методу Л.И. Андреевой. Активность СОД (в у.е.) определяли по методу М. Nishikimi в модификации Е.Е. Дубининой, каталазы (ммоль/мин/л) – по А.И. Карпищенко, ГТ (ммоль/мин/л) – по W.H. Habig. Рассчитывали коэффициент активности «перекисное окисление липидов / антиоксидантная защита» (ПОЛ/АОЗ), который представляется как отношение $E_{232} + E_{278} + E_{400}$ к $E_{\text{каталазы}} + E_{\text{СОД}}$. E_{232} – концентрация ДК, E_{278} – концентрация КД и СТ, E_{400} – концентрация ОШ, $E_{\text{каталазы}}$ – активность каталазы ($E_{\text{холостой пробы}}$ к $E_{\text{опытной пробы}}$), $E_{\text{СОД}}$ – активность СОД в условных единицах.

Статистическая значимость полученных результатов оценивалась с помощью непараметрического U -критерия Манна–Уитни. Различия между группами считали достоверными при $p < 0,05$.

2. Результаты исследования

При изучении гистологических препаратов кожи оценивалось состояние всех слоев эпидермиса, дермы, придатков кожи, сосудов дермы и подкожной жировой клетчатки. Выяснено, что облучение в обоих режимах вызывает нарушения гистоархитектоники кожи. Ростковый слой эпидермиса животных первой и второй экспериментальных групп был увеличен за счет увеличения объема клеток данного слоя (табл. 2).

Таблица 2

Морфометрические показатели кожи мышей после воздействия ПСЛИ

Но- мер п/п	Характеристики	Контроль	Опыт I	Опыт II
1	Толщина эпителия	$10,953 \pm 2,054$	$12,408 \pm 2,882^*$	$12,788 \pm 2,851^*$
2	Площадь ядер шиповатого слоя	$23,651 \pm 5,724$	$29,447 \pm 5,725^*$	$29,741 \pm 7,484^*$
3	Площадь ядер базального слоя	$12,470 \pm 3,214$	$17,945 \pm 2,873^*$	$11,581 \pm 4,168^{\blacksquare}$
4	Площадь ядер эпителиоцитов сальных желез	$21,966 \pm 5,133$	$27,596 \pm 5,438^*$	$25,479 \pm 7,319^{\blacksquare}$
5	Площадь цитоплазмы эпителиоцитов сальных желез	$183,409 \pm 61,200$	$171,359 \pm 79,320$	$169,544 \pm 0,109$

Примечание: * – данные, статистически значимо отличающиеся от контроля, $p \leq 0,05$; $\blacksquare$ – данные, статистически значимо отличающиеся от данных опыта I, $p \leq 0,05$.

При оценке толщины эпителия установлено, что показатели имеют правильное распределение. При этом диаграммы данных опыта I и опыта II практически эквивалентны, их основное общее отличие от диаграммы показателей контрольной группы – наличие правого «хвоста» (около 5 % наблюдений, превышающих значение 16,5; именно они тянут медиану вправо, но благодаря этим «хвостам» различие показателей с контролем в обеих опытных группах достоверны) (см. табл. 2).

Ядра кератиноцитов базального и шиповатого слоев более светлые и крупные, что указывает на их активную функциональную деятельность. Кератиноциты шиповатого слоя после обоих режимов облучения имеют округлые светлые ядра с заметными ядрышками, площадь ядер достоверно увеличена и в опыте I, и в опыте II относительно контроля (см. табл. 2). При этом в первом режиме облучения с интенсивностью $25,5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см² наблюдаются отдельные кератиноциты в состоянии легкой степени вакуолизации. Данное явление является обратимым. В целом эпидерма без патологических изменений. Площадь ядер кератиноцитов базального слоя достоверно увеличена относительно контроля только после облучения с большей интенсивностью (опыт I).

В сосочковом и сетчатом слоях дермы животных первой и второй опытных групп изменений не обнаружено: коллагеновые волокна окрашены равномерно, их набухания и гомогенизации не наблюдается. Сосуды сетчатого слоя дермы не расширены и не переполнены кровью, что говорит об отсутствии патологических процессов в дерме.

Облучение в обоих режимах вызывает достоверное увеличение площади ядер эпителиоцитов сальных желез, при этом площадь цитоплазмы значимо не изменяется (см. табл. 2).

Наблюдаются изменения в гиподерме после облучения в одноразовом режиме с интенсивностью $25,5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см²: в некоторых участках встречается выраженная периваскулярная лимфоидно-лейкоцитарная инфильтрация (рис. 1, 2). В прилегающей к гиподерме и кожной мышце соединительной ткани наблюдается скопление макрофагов и плазмоцитов.

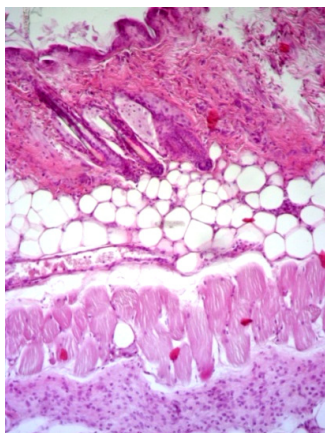


Рис. 1. Микрофотография тонкой кожи мыши контрольной группы, ув. 10×10 , гематоксилин-эозин

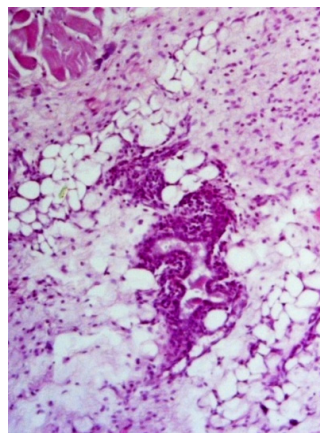


Рис. 2. Микрофотография тонкой кожи мыши 1-й опытной группы, в гиподерме – периваскулярная инфильтрация, ув. 10×10 , гематоксилин-эозин

При облучении в четырехразовом режиме с интенсивностью $6,37 \cdot 10^{-3}$ Вт/см² в междольковой соединительной ткани подкожной жировой клетчатки и в эндомизии, перимизии выявляется умеренная диффузная лимфоидно-лейкоцитарная инфильтрация с преобладанием зернистых лейкоцитов и со скоплением небольших групп макрофагов и плазмоцитов (рис. 1, 3).

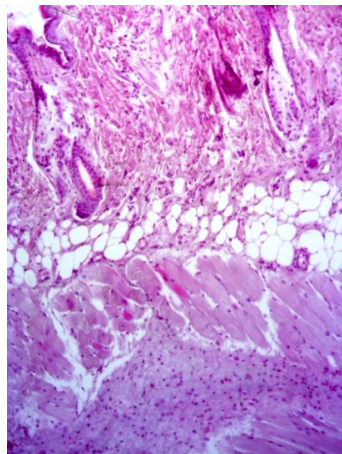


Рис. 3. Микрофотография тонкой кожи мыши 2-й опытной группы, в гиподерме слабая диффузная инфильтрация, ув. 10×10, гематоксилин-эозин

В результате проведенных биохимических исследований установлено, что уровень инициальных продуктов перекисного окисления липидов (ПОЛ) изопропанольной фазы, включающих ДК, в эритроцитах увеличивается при облучении в обоих использованных режимах, но более значительно при одноразовом облучении с большей интенсивностью ($p \leq 0,05$) (рис. 4). Подъем уровня ДК может свидетельствовать об инициации процессов ПОЛ.

Уровень первичных продуктов ПОЛ гептановой фазы значимо снижен относительно контроля в опыте I при одноразовом облучении в дозе 3,8 Дж/см² ($p \leq 0,05$) и в опыте II, когда облучение проводилось при меньшей интенсивности ($p \leq 0,05$) (см. рис. 4).

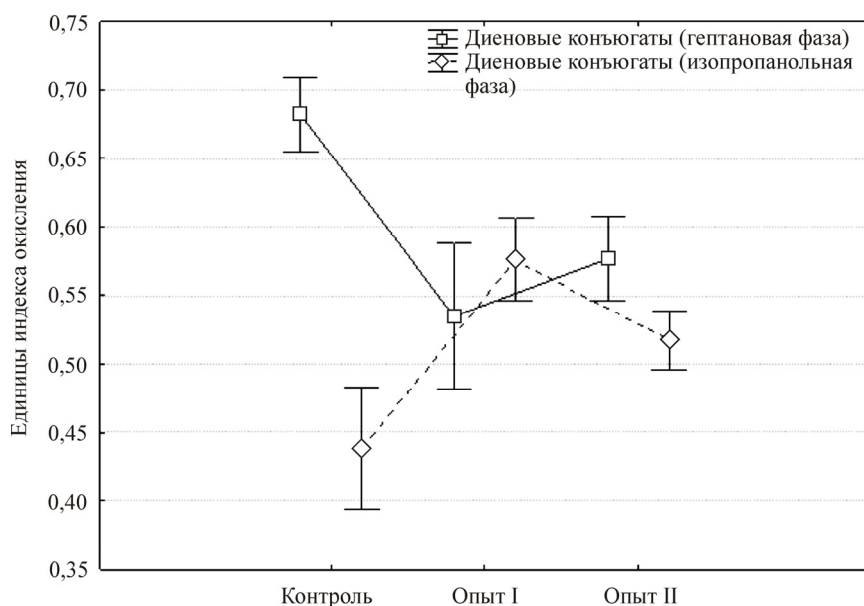


Рис. 4. Уровень ДК изопропанольной и гептановой фаз в эритроцитах после облучения (количество ДК выражено в единицах индекса окисления E_{232}/E_{220})

Уровень КД и СТ в изопропанольной и гептановой фазах изменяется аналогично изменению уровня ДК в эритроцитах (рис. 5). Увеличивается уровень КД и СТ в изопропанольной фазе после воздействия лазерного излучения при снижении содержания этих продуктов в гептановой фазе. Причем изменения наиболее выражены при воздействии излучения большей интенсивности (см. рис. 5). Нами установлено повышение уровня шиффовых оснований – третичных продуктов ПОЛ – в гептановой и изопропанольной фазах после ПСЛИ в обоих режимах (табл. 3). Высокий индекс ОШ/ДК свидетельствует о накоплении конечных продуктов ПОЛ, их превалировании над первичными, т.е. завершенности процесса липопероксидации, выраженной активации процессов ПОЛ с накоплением повреждающих мембраны продуктов – ОШ [7], а следовательно, высоком риске разрушения мембранных структур.

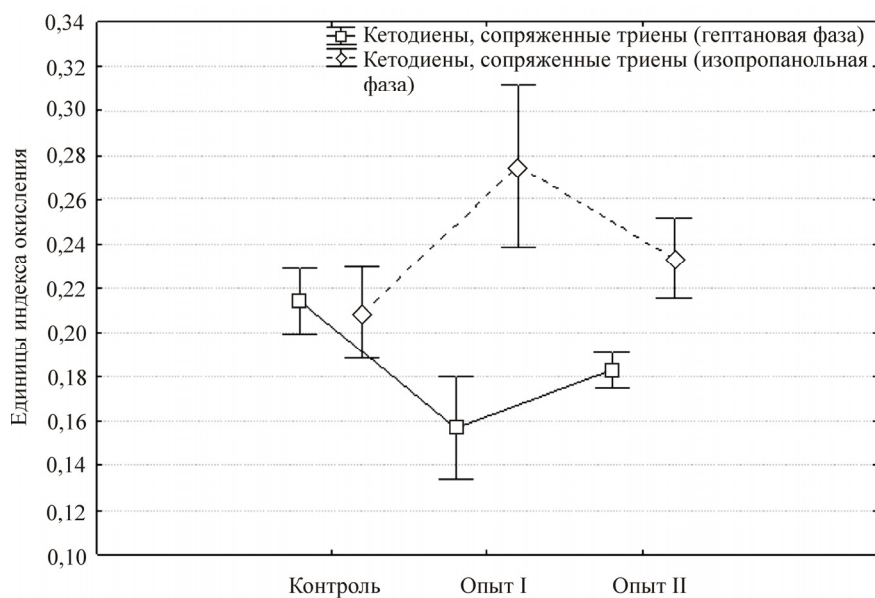


Рис. 5. Уровень КД и СТ изопропанольной и гептановой фаз в эритроцитах после облучения (количество КД и СТ выражено в единицах индекса окисления E_{278}/E_{220})

Таблица 3

Содержание ОШ и индекс ОШ/ДК в гептановой и изопропанольной фазах в эритроцитах после воздействия лазерного излучения

Испытание	ОШ (400/220)		ОШ/ДК	ОШ/ДК
	Гепт.	Изопроп.	Гепт.	Изопроп.
Контроль	$0,040 \pm 0,009$	$0,307 \pm 0,038$	0,06	0,70
Опыт I	$0,096 \pm 0,032^*$	$0,501 \pm 0,079^*$	0,18	0,87
Опыт II	$0,068 \pm 0,012^*$	$0,325 \pm 0,049$	0,12	0,63

Примечание: количество ОШ и ДК выражено в единицах индекса окисления E_{400}/E_{220} ; * – данные, статистически значимо отличающиеся от данных контроля, $p < 0,05$.

С целью оценки антирадикальной системы защиты в эритроцитах определяли уровень активности ферментов СОД, каталазы и ГТ в эритроцитах. При оценке активности антиоксидантных ферментов в эритроцитах мы установили: уровень ГТ значимо не изменился под действием различных режимов лазерного излучения, при этом уменьшалась активность каталазы (табл. 4).

Таблица 4

Активность ферментов антиоксидантной системы в эритроцитах мышей после воздействия ПСЛИ

Ферменты	Контроль	Опыт I	Опыт II
ГТ (ммоль/мин/л)	$1,309 \pm 0,099$	$1,104 \pm 0,083$	$1,533 \pm 0,387$
Каталаза (ммоль/мин/л)	$944,32 \pm 97,93$	$611,37 \pm 66,26^*$	$711,82 \pm 71,52^*$
СОД (у.е.)	$0,478 \pm 0,050$	$0,922 \pm 0,064^*$	$0,684 \pm 0,063^*$

Примечание: * – данные, статистически значимо отличающиеся от данных контроля, $p < 0,05$.

Активность СОД, фермента, являющегося важнейшим компонентом антиоксидантной защиты организма, увеличивается относительно контроля после воздействия лазерного излучения в обоих режимах. Причем при облучении более высокой интенсивности в одноразовом режиме, уровень СОД возрастает значимо больше (см. табл. 4).

Далее рассчитывали коэффициент активности перекисного окисления относительно антиоксидантной системы, который дает возможность оценить вероятность возникновения и выраженность оксидативного стресса в структурах эритроцитов [8]. Выявлена зависимость активности ПОЛ от режима облучения (табл. 5).

Таблица 5

Коэффициент активности ПОЛ/АОЗ в эритроцитах мышей после ПСЛИ

Испытание	Гептановая фаза	Изопропанольная фаза	Гептановая + изопропанольная фаза
Контроль	0,535	0,545	1,080
Опыт I	0,358*	0,610*	0,970
Опыт II	0,437*	0,567	1,005

Примечание: * – данные, статистически значимо отличающиеся от данных контроля, $p < 0,05$.

Результаты эксперимента позволяют говорить о возможности возникновения оксидативного стресса в эритроцитах мышей после воздействия лазерного излучения высокой интенсивности в первом режиме.

3. Обсуждение результатов исследования

Результаты гистологического исследования позволяют предположить возможное повреждение кератина в кератиноцитах после воздействия пикосекундного лазерного излучения с интенсивностью $25,5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см², о чем свидетельствует значимое увеличение ядер. Облучение большей интенсивности оказывает более жесткое воздействие на эпидермис, что проявляется в вакуолизации отдельных кератиноцитов, и на гиподерму, что проявляется в выраженной периваскулярной инфильтрации. Более щадящим является облучение с меньшей интенсивностью $6,37 \cdot 10^{-3}$ Вт/см², которое не вызывает патологических изменений в эпидермисе и дерме и обуславливает менее выраженную диффузную инфильтрацию в гиподерме.

На основании данных, полученных в эксперименте, можно сделать вывод о том, что после воздействия ПСЛИ (при интенсивностях $25,5 \cdot 10^{-3}$ и $6,37 \cdot 10^{-3}$ Вт/см²) перекисное окисление с участием неполярных липидов (гептановая фаза) менее интенсивное, чем ПОЛ

с участием фосфолипидов (изопропанольная фаза). Так как фосфолипиды являются одним из компонентов мембран эритроцитов, можно предположить, что мембраны эритроцитов после воздействия разных режимов пикосекундного лазерного излучения претерпевают структурно-функциональные изменения, связанные с усилением ПОЛ, что может приводить к усилению вязкоэластичных свойств мембран [9]. Пероксидные продукты окисления мембранных липидов в результате могут нарушать регулярную упаковку мембранного бислоя и вызывать образование дефектных зон в мембране. Глубина мембранных повреждений определяет конформационные перестройки активных центров мембранно-связанных ферментов, структуру и свойства рецепторных белков и такие функции эритроцитов, как связывание и транспортировку различных соединений, в том числе и лекарственных средств, поступающих в организм [10].

Заключение

Таким образом, ПСЛИ в используемых режимах, вероятно, влияет на гистологическую структуру кожи: облучение с интенсивностью $25,5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см² вызывает незначительные изменения в эпидермисе и выраженные патологические изменения в гиподерме. Интенсивность облучения также оказывает влияние на редокс-статус эритроцитов, вызывая возникновение оксидативного стресса при увеличении интенсивности. При этом в большей степени влияет не доза, а интенсивность облучения. Наиболее подвержены изменениям после воздействия ПСЛИ фосфолипиды мембран эритроцитов.

Список литературы

1. Квантовая терапия в онкологии. Экспериментальные и клинические исследования / Л.А. Дурнов, А.Я. Грабовщинер, Л.И. Гусев [и др.]. – М.: МИЛТА-ПКП ГИТ, 2002. – 94 с.
2. Callin M.A., Parasca S.V. Photodynamic therapy in oncology // Journal of optoelectronics and advanced materials. – 2006. – № 8 (3). – P. 1173–1179.
3. Niemz M.H. Laser-tissue interactions: fundamentals and applications. – Berlin, 2003.
4. Quinto-Su P., Venugopalan V. Mechanisms of laser cellular microsurgery. Methods in cell biology. – 2007. – Vol. 82.

5. Генинг Т.П., Арсланова Д.Р., Абакумова Т.В. Морфофункциональное состояние эритроцитов периферической крови после воздействия фемтосекундного лазерного излучения // *Современные технологии в медицине.* – 2013. – № 5 (1). – С. 58–63.

6. Хафизьянова Р.Х. Математическая статистика в экспериментальной и клинической фармакологии. – Казань: Медицина, 2006. – 374 с.

7. Anand P., Patil V.M., Sharma V.K. Schiff bases: a review on biological insights // *International Journal of Drug Design and Discovery.* – 2012. – № 3 (3). – P. 851–868.

8. Способ диагностики степени повреждения мозга при ишемии мозга: пат. 2197739 Рос. Федерация / Н.С. Орлова, Э.Г. Волкова, Ф.Х. Камилов. № 2000126823/14; заявл. 25.10.2000; опубл. 27.01.2003.

9. Ройтберг Г.Е. Метаболический синдром. – М: МЕДпресс-Информ, 2007. – 224 с.

10. Добротина Н.А., Копытова Т.В., Щелчкова Н.А. Характеристика функционального состояния мембран эритроцитов при эндогенной интоксикации больных хроническими распространенными дерматозами // *Фундаментальные исследования.* – 2010. – № 2. – С. 39–43.

References

1. Durnov L.A., Grabovshchiner A.Ia., Gusev L.I. [et al.] *Kvantovaya terapiia v onkologii. Eksperimental'nye i klinicheskie issledovaniia* [Quantum therapy in oncology. Experimental and clinical studies]. Moscow, 2002. 94 p.

2. Callin M.A., Parasca S.V. Photodynamic therapy in oncology. *Journal of optoelectronics and advanced materials*, 2006, no. 8 (3), pp. 1173–1179.

3. Niemz M. H. Laser-tissue interactions: fundamentals and applications. Berlin, 2003.

4. Quinto-Su P., Venugopalan V. Mechanisms of laser cellular microsurgery. *Methods in Cell Biology*, 2007, vol. 82.

5. Gening T.P., Arslanova D.R., Abakumova T.V. Morfofunktsional'noe sostoianie eritrotsitov perifericheskoi krovi posle vozdeistviia femtosekundnogo lazernogo izlucheniia [Morphofunctional state of red blood cells of peripheral blood after exposure to femtosecond laser pulses]. *Sovremennye tekhnologii v meditsine*, 2013, no. 5 (1), pp. 58–63.

6. Khafiz'ianova R.Kh. Matematicheskaiia statistika v eksperimental'noi i klinicheskoi farmakologii [Mathematical statistics in experimental and clinical pharmacology]. Kazan', 2006. 374 p.

7. Anand P., Patil V.M., Sharma V.K. Schiff bases: a review on biological insights. *International Journal of Drug Design and Discovery*, 2012, no. 3 (3), pp. 851-868.

8. Orlova N.S., Volkova E.G., Kamilov F.Kh. Sposob diagnostiki stepeni povrezhdeniia mozga pri ishemii mozga [The method for diagnosing the degree of brain damage in cerebral ischemia]. *Patent RF* no. 2197739, 2003.

9. Roitberg G.E. Metabolicheskii sindrom [Metabolic syndrome]. Moscow, 2007. 224 p.

10. Dobrotina N.A., Kopytova T.V., Shchelchkova N.A. Kharakteristika funktsional'nogo sostoianiia membran eritrotsitov pri endogennoi intoksikatsii bol'nykh khronicheskimi rasprostranennymi dermatozami [Characteristics of the functional state of erythrocyte membranes in patients with chronic endogenous intoxication common dermatoses]. *Fundamental'nye issledovaniia*, 2010, no. 2. pp. 39-43.

Получено 15.12.2015

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Смирнов Александр Сергеевич

аспирант кафедры «Прикладная математика» Пермского национального исследовательского политехнического университета, младший научный сотрудник Лаборатории фотоники Пермского научного центра Уральского отделения Российской академии наук, Пермь, Россия, e-mail: a.s.smrnv@gmail.com

Aleksandr S. Smirnov

Ph.D. student, Perm National Research Polytechnic University, Junior Research Fellow, Photonics Laboratory of Perm Scientific Centre of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, Perm, Russian Federation, e-mail: a.s.smrnv@gmail.com

Бурдин Владислав Викторович

кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Общая физика» Пермского национального исследовательского политехнического университета, научный сотрудник Лаборатории фотоники Пермского научного центра Уральского отделения Российской академии наук, Пермь, Россия, e-mail: vlaburdi@mail.ru

Vladislav V. Burdin

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Ass. Professor, Department of General Physics, Perm National Research Polytechnic University, Research Fellow, Photonics Laboratory of Perm Scientific Centre of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, Perm, Russian Federation, e-mail: vlaburdi@mail.ru

Власов Денис Сергеевич

студент факультета прикладной математики и механики Пермского национального исследовательского политехнического университета, Пермь, Россия, e-mail: denvlasov65@gmail.com

Denis S. Vlasov

student, Department of Applied Mathematics and Mechanics, Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation, e-mail: denvlasov65@gmail.com

Константинов Юрий Александрович

кандидат технических наук, научный сотрудник Лаборатории фотоники Пермского научного центра Уральского отделения Российской академии наук, Пермь, Россия, e-mail: yuri.al.konstantinov@ro.ru

Iurii A. Konstantinov

Ph.D. in Technical Sciences, Research Fellow, Photonics Laboratory of Perm Scientific Centre of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, Perm, Russian Federation, e-mail: yuri.al.konstantinov@ro.ru

Павлов Денис Викторович

аспирант кафедры «Физика твердого тела и микроэлектроника» Новгородского государственного университета имени Ярослава Мудрого, инженер-исследователь 1-й категории, ЗАО «Электронные системы», Великий Новгород, Россия, e-mail: energidriver@mail.ru

Denis V. Pavlov

Ph.D. student, Department of Solid State Physics and Microelectronics, Federal State-Funded Educational Institution of Higher Vocational Education “Yaroslav-the-Wise Novgorod State University”, Research Engineer, grade 1, Closed Joint-stock Company “Electronic Systems”, Velikii Novgorod, Russian Federation, e-mail: energidriver@mail.ru

Беспрозванных Владимир Геннадьевич

кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Общая физика» Пермского национального исследовательского политехнического университета, Пермь, Россия, e-mail: bvg1959@rambler.ru

Vladimir G. Besprozvannykh

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of General Physics, Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation, e-mail: bvg1959@rambler.ru

Кривошеев Антон Иванович

магистрант факультета прикладной математики и механики Пермского национального исследовательского политехнического университета, Пермь, Россия, e-mail: antokri@ya.ru

Anton I. Krivosheev

Master student, Department of Applied Mathematics and Mechanics, Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation, e-mail: antokri@ya.ru

Кель Олег Леонидович

главный технолог структурного подразделения Пермской научно-производственной приборостроительной компании, Пермь, Россия, e-mail: keloleg@gmail.com

Oleg L. Kel'

Chief Technologist of Structural Unit, Perm Scientific Industrial Instrument-Making Company, Perm, Russian Federation, e-mail: keloleg@gmail.com

Донцова Екатерина Игоревна

аспирантка Института автоматизации и электротехники Сибирского отделения Российской академии наук, младший научный сотрудник лаборатории волоконной оптики Института автоматизации и электротехники Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия, e-mail: ekaterina.dontso@mail.ru

Ekaterina I. Dontsova

Ph.D. student, Institute of Automation and Electrometry, Junior Research Fellow, Fiber optics Laboratory, Automation and Electrometry Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation, e-mail: ekaterina.dontso@mail.ru

Лобач Иван Александрович

кандидат физико-математических наук, научный сотрудник лаборатории волоконной оптики Института автоматизации и электротехники Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия, e-mail: ivan.lobach@gmail.com

Ivan A. Lobach

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Research Fellow, Fiber optics Laboratory, Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation, e-mail: ivan.lobach@gmail.com

Достовалов Александр Владимирович

кандидат физико-математических наук, научный сотрудник лаборатории волоконной оптики Института автоматизации и электротехники Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия, e-mail: alexdost@gmail.com

Aleksandr V. Dostovalov

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Research Fellow, Fiber Optics Laboratory of Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation, e-mail: alexdost@gmail.com

Каблуков Сергей Иванович

доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории волоконной оптики Института автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия, e-mail: kab@iae.nsk.su

Sergei I. Kablukov

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Leading Research Fellow, Fiber optics Laboratory, Fiber lasers group of Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation, e-mail: kab@iae.nsk.su

Журавлев Виктор Михайлович

доктор физико-математических наук, профессор Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия

Victor M. Zhuravlev

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation

Золотовский Игорь Олегович

кандидат физико-математических наук, заместитель директора по науке Научно-исследовательского технологического института имени С.П. Капицы Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия, e-mail: rafzol.14@mail.ru

Igor' O. Zolotovskii

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Deputy Director of Technological Research Institute S.P. Kapitsa, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation, e-mail: rafzol.14@mail.ru

Коробко Дмитрий Александрович

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Научно-исследовательского технологического института име-

ни С.П. Капицы Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия, e-mail: korobkotam@rambler.ru

Dmitrii A. Korobko

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Senior Research Fellow of Technological Research Institute S.P. Kapitsa, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation, e-mail: korobkotam@rambler.ru

Светухин Вячеслав Викторович

доктор физико-математических наук, профессор Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия, e-mail: svv@ulsu.ru

Viacheslav V. Svetukhin

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation, e-mail: svv@ulsu.ru

Явтушенко Игорь Олегович

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Научно-исследовательского технологического института имени С.П. Капицы Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия, e-mail: yavigor@mail.ru

Igor' O. Iavtushenko

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Senior Research Fellow of Technological Research Institute S.P. Kapitsa, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation, e-mail: yavigor@mail.ru

Явтушенко Марина Сергеевна

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Научно-исследовательского технологического института имени С.П. Капицы Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия, e-mail: myavtushenko@mail.ru

Marina S. Iavtushenko

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Senior Research Fellow of Technological Research Institute S.P. Kapitsa, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation, e-mail: myavtushenko@mail.ru

Засканов Станислав Германович

аспирант, Институт систем обработки изображений Российской академии наук, Самара, Россия, e-mail: icekilla@yandex.ru

Stanislav G. Zaskanov

Ph.D student, Institute of Systems of Processing of Images RAS, Samara, Russian Federation, e-mail: icekilla@yandex.ru

Курков Андрей Семенович

доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник Института общей физики РАН, ведущий научный сотрудник Ульяновского государственного университета, Москва, Россия

Andrei S. Kurkov

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Leading Research Fellow, Institute of General Physics RAS, Leading Research Fellow, Ulyanovsk State University, Moscow, Russian Federation

Воронова Ольга Сергеевна

кандидат биологических наук, старший научный сотрудник Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия

Olga S. Voronova

Ph.D. in Biology Sciences, Senior Research Fellow, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation

Генинг Татьяна Петровна

доктор биологических наук, профессор, академик Российской академии естественных наук, заведующая кафедрой «Физиология и патофизиология» Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия, e-mail: Naum-53@yandex.ru

Tatiana P. Gening

Doctor in Biology Science, academician of the Russian Academy of Natural Sciences, Head of Department of Physiology and Pathophysiology, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation, e-mail: Naum-53@yandex.ru

Долгова Диляра Рашидовна

кандидат биологических наук, доцент кафедры «Физиология и патофизиология» Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия

Diliara R. Dolgova

Ph.D. in Biology Sciences, Ass. Professor, Department of Physiology and Pathophysiology, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation

Песков Андрей Борисович

доктор медицинских наук, профессор, декан факультета последипломного, дополнительного и высшего сестринского образования Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия

Andrei B. Peskov

Doctor of Medical Sciences, Professor, Dean of the Faculty of Postgraduate, Further and Higher Nursing Education, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation

Абакумова Татьяна Владимировна

кандидат биологических наук, доцент кафедры «Физиология и патофизиология» Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия

Tatiana V. Abakumova

Ph.D. in Biology Sciences, Ass. Professor, Department of Physiology and Pathophysiology, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation

Научное издание

ПРИКЛАДНАЯ ФОТОНИКА

APPLIED PHOTONICS

Т. 2, № 4

Редактор и корректор *М.А. Капустина*

Выход в свет 29.12.2015. Формат 70×100/16.
Усл. печ. л. 7,26. Тираж 100 экз. Заказ № 279/2015.
Цена свободная

Отпечатано в типографии Издательства
Пермского национального исследовательского
политехнического университета.
Адрес: 614990, г. Пермь, Комсомольский пр., 29, к. 113.
Тел. (342) 219-80-33.