Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН –
обособленное подразделение Федерального государственного бюджетного
учреждения науки Федерального исследовательского центра
«**Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук**»

на правах рукописи

Колядин Антон Николаевич

ПОЛЫЕ РЕВОЛЬВЕРНЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С РАЗДЕЛЬНЫМИ КАПИЛЛЯРАМИ В ОТРАЖАЮЩЕЙ ОБОЛОЧКЕ И ИХ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Специальность 1.3.19. Лазерная физика

Научный руководитель –
кандидат физико-математических наук
Косолапов А.Ф.

Научный консультант –
член-корреспондент РАН,
доктор физико-математических наук
Буфетов И.А.

Москва 2021

Оглавление

Благодарности ... 4

Список сокращений и условных обозначений ... 5

ВВЕДЕНИЕ ... 6

ГЛАВА 1. Полые волоконные световоды (по литературе) ... 14

1.1 Развитие идеи световода с полой сердцевиной. Отверстие в диэлектрике, капилляр ... 14

1.2 Световоды с полой сердцевиной и микроструктурированной отражающей оболочкой 17

1.3 Брегговский световод с полой сердцевиной ... 21

1.4 Волоконные световоды, подобные трубчатым световодам ... 23

1.5 Револьверный световод из кварцевого стекла ... 24

1.6 Револьверные световоды из других материалов ... 31

1.6.1 Револьверные световоды для среднего и дальнего ИК диапазонов ... 31

1.6.2 Полые световоды для ТГц диапазона ... 34

1.7 Различные применения полых световодов из кварцевого стекла ... 36

1.8 Нерешённые проблемы ... 39

1.9 Физические принципы волноводного механизма и численное моделирование свойств револьверных световодов ... 40

1.9.1 Физические принципы волноводного механизма. Аналитическое решение для упрощённых моделей ... 40

1.9.2 Численное моделирование свойств револьверных световодов методом конечных элементов ... 49

ГЛАВА 2. Волоконный световод с полой сердцевиной и с отражающей оболочкой из одного слоя несоприкасающихся капилляров [30] ... 52

2.1 Результаты численного моделирования ... 52

2.2 Реальный револьверный световод с разделенными капиллярами в отражающей оболочке и измерение его оптических параметров. ... 55

2.3 Выводы к главе 2 ... 60

ГЛАВА 3. Некоторые оптические характеристики револьверных световодов ... 61

3.1 Дисперсионные свойства револьверных световодов [38] ... 62

3.1.1 Математическое моделирование дисперсионных свойств револьверного световода ... 62

3.1.2 Измерение дисперсии полых револьверных световодов ... 64

3.2 Изгибные потери и резонансная связь мод сердцевины с модами оболочки [133] ... 66

3.2.1 Экспериментальное подтверждение резонансной связи мод сердцевины с модами оболочки при изгибе ... 66

3.3 Выводы к главе 3 ... 75

ГЛАВА 4. Распространение оптического разряда по полым револьверным световодам [160,161] ... 76

4.1 Распространение оптического разряда в световодах со стеклянной сердцевиной (по литературе) ... 76

4.2 Распространение оптического разряда по револьверному световоду [160,161] ... 81

4.2.1 Описание эксперимента ... 81
4.2.2 Результаты эксперимента ... 83
4.3 Описание процесса распространения оптического разряда по волоконному световоду с полой сердцевиной ... 91
4.4 Измерение температуры оптического разряда [197] ... 99
4.5 Выводы к главе 4 ... 104
Заключение ... 107
Список литературы ... 108

Благодарности

В первую очередь автор выражает благодарность академику РАН Дианову Евгению Михайловичу за мотивацию к началу работы в научном центре волоконной оптики по данной теме. Отдельно следует отметить вклад моего научного руководителя кандидата физико-математических наук Косолапова Алексея Фёдоровича и научного консультанта члена-корреспондента РАН Буфетова Игоря Алексеевича и их всестороннюю помощь на протяжении всей работы, а также их помощь в проведении экспериментов, анализе результатов, ценные дискуссии и существенный вклад в написание данной работы. Также хочется поблагодарить Левченко Андрея Евгеньевича за важные замечания и Машинского Валерия Михайловича за предложенные правки. Автор выражает искреннюю признательность всему коллективу лаборатории полых волоконных световодов: Гладышеву Алексею Вячеславовичу, Яценко Юрию Павловичу и Крылову Александру Анатольевичу. Автор благодарен коллективу теоретического отдела: Прямикову Андрею Дмитриевичу, Бирюкову Александру Сергеевичу и Алагашеву Григорию Константиновичу. Помимо этого автор благодарен своим коллегам и друзьям Вельмискину Владимиру Владимировичу, Кашайкину Павлу Фёдоровичу, Астаповичу Максиму Сергеевичу и всему коллективу научного центра волоконной оптики за создание приятной социальной и плодотворной научной атмосферы. В заключении, автор выражает благодарность Колядиной Серафиме Антоновне за тёплую поддержку и тихую мотивацию.

Список сокращений и условных обозначений

Условное обозначение	Расшифровка	Аналог в англоязычной литературе (если широко используется)	Расшифровка
ПС	Полый световод	HCW	Hollow-core waveguide
ТС	Трубчатый световод		
РС	Револьверный световод	RF	Revolver fiber
КС	Кварцевое стекло		
ХС	Халькогенидное стекло		
СПС	Световоды с полой сердцевиной		
ПСС	Полностью стеклянный световод		
ВКР	Вынужденное комбинационное рассеяние		
ОД	Отверстие в диэлектрике		
ОМ	Отверстие в металле		
		MCVD	Modified chemical vapor deposition
КТР	коэффициентах термического расширения		
		OTDR	Optical time domain reflectometer
		SMF	Single mode fiber
МКЭ	Метод конечных элементов	FEM	Finite element method
ПЗС	Прибор с зарядовой связью	CCD	Charge-coupled device
СК	Суперконтинуум		
ARROW	антирезонансный отражающий оптический волновод	ARROW	Antiresonance reflection optical waveguides
ИК	Инфракрасный	IR	Infrared
УФ	Ультрафиолетовый	UV	Ultraviolet
ПФКС	Полый фотоннокристалический световод	HC PCF	hollow-core photonic crystal fiber
ОР	Оптический разряд	OD	Optical discharge
ФД	Фотодиод	PD	Photodiode
НППИ	Наносекундная последовательность пикосекундных импульсов		
ПИ	Пикосекундный импульс		
СДВ	Светодетонационная волна		
УВ	Ударная волна	SW	Shock wave
РУВ	Расходящаяся ударная волна		
ОСВ	Отражённая сходящаяся волна		
АЧТ	Абсолютно чёрное тело		
СЭМ	Сканирующий электронный микроскоп	SEM	Scanning electron microscope
САПР	Система автоматизированного проектирования	CAD	Computer-aided design

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы и степень её разработанности

Развитие волоконной оптики неразрывно связано с повышением интенсивности передаваемого по световодам лазерного излучения. Этот рост явным образом ограничивают нелинейные эффекты в используемых для световодов стёклах. Единственной средой с минимально возможной нелинейностью является газ или, что лучше, вакуум. Однако использовать данное преимущество в волоконной оптике стало возможным только с появлением полых микроструктурированных световодов из кварцевого стекла. В таких световодах доля излучения, распространяющаяся по стеклу, составляет менее 0,01%, что не только делает полые световоды новой перспективной средой для передачи излучения высокой интенсивности, но и позволяет передавать излучение даже в тех оптических диапазонах, где само кварцевое стекло обладает высокими (более 10дБ/м) оптическими потерями. С другой стороны, если сердцевину полого световода заполнить газом, то это позволяет реализовывать ВКР-генерацию в газе с эффективностями, недоступными ранее. В задачах, связанных с передачей излучения высокой интенсивности или ультракоротких лазерных импульсов, световоды с полой сердцевиной (СПС) также обладают рядом преимуществ по сравнению с полностью стеклянными световодами (ПСС). Это определяется тем, что нелинейные эффекты (напр., вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, ВКР, четырехволновое смешение) в СПС проявляются при существенно бóльших интенсивностях лазерного излучения.

На момент начала выполнения данной работы исследователями были уже предложены и реализованы различные типы СПС из кварцевого стекла (предполагается, что на используемых участках их поперечное сечение неизменно по длине): СПС в виде простых капилляров, фотонно-кристаллические световоды (световоды с многослойной периодической микроструктурированной оболочкой), а также так называемые антирезонансные световоды, которым посвящена данная работа. В поперечном сечении антирезонансных световодов полую сердцевину окружает более простая, в сравнении с фотонно-кристаллическими световодами, оболочка, элементы которой преимущественно состоят из стеклянных перепонок одинаковой толщины.

Свет в световодах данного типа удерживается в полой сердцевине за счёт отражения от двух границ раздела воздух-стекло (к примеру, от стенки капилляров на Рис. 1). Фактически, стенки представляют собой интерферометр Фабри-Перо, который имеет высокую пропускную способность, когда выполняется условие резонанса, возникающее, если в стенке

укладывается целое число полуволн. При этом происходит эффективное вытекание света из полой сердцевины световода, а длины волн, удовлетворяющие этому условию, формируют области высоких потерь световода. В диапазонах длин волн между резонансными значениями свет эффективно отражается от оболочки, и в этих диапазонах формируются полосы пропускания световода. Полые световоды данного типа получили в литературе название «антирезонансные» (antiresonant reflecting optical waveguides, ARROW). Фотографии, сделанные при помощи сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), двух СПС, работающих по данному принципу и относящихся к так называемым револьверным световодам, представлена на Рис. 1.

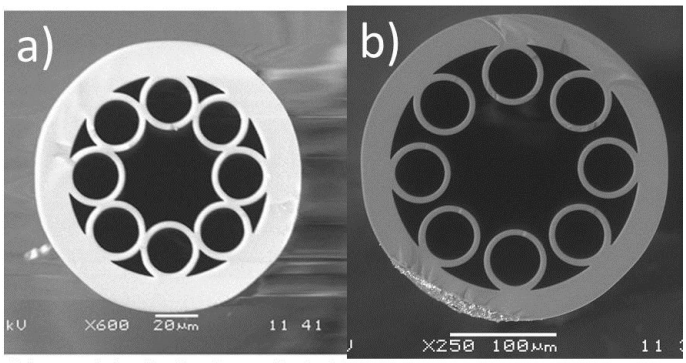

Рис. 1 СЭМ-фотографии торцов полых револьверных световодов (a) с соприкасающимися капиллярами и (b) с несоприкасающимися капиллярами в отражающей оболочке.

Несмотря на ряд преимуществ СПС, оптические потери в них остаются выше, чем в ПСС, что вносит существенные ограничения по их применению. Но в происходящем в настоящее время процессе совершенствования конструкции световодов и технологии их изготовления минимальный уровень потерь в СПС уже приближается к минимальным потерям в стандартных коммуникационных световодах. Отметим, что на сегодняшний день не существует единого мнения о предельно достижимом минимальном уровне оптических потерь в СПС. Именно поэтому усилия ряда исследователей по всему миру направлены на снижение потерь в таких световодах.

Геометрические параметры структуры световода оказывают существенное влияние на его оптические свойства и, в частности, на потери. К примеру, добавление отрицательной кривизны границы сердцевина-оболочка (как в случае с капиллярами в оболочке) приводит к снижению оптических потерь в световоде более чем на порядок. На момент начала выполнения работы в Научном центре волоконной оптики РАН уже были предложены и реализованы полые световоды, оболочка которых состояла из одного ряда соприкасающихся капилляров (Рис. 1 (a)), которые впоследствии получили название «револьверные световоды» (РС) из-за внешнего сходства торца световода с барабаном револьвера.

РС являются перспективной средой для задач, связанных с передачей ультракоротких лазерных импульсов. Для понимания временны́х искажений, происходящих с лазерным импульсом в процессе его распространения по полому световоду, нужно знать его дисперсию (дисперсионный параметр D_λ основной моды полой сердцевины). Однако на момент начала выполнения работы экспериментальные данные о дисперсионных характеристиках подобных световодов в литературе отсутствовали.

Также при передаче лазерного излучения высокой интенсивности может возникать ряд нежелательных явлений, приводящих к повреждению как торца, так и целых участков волокна. Ещё в 1988 году было обнаружено такое явление, как распространение оптического разряда (ОР) по ПСС. Световоды, после прохождения по ним ОР, становятся непригодны для передачи излучения. Данные явления наблюдались в ПСС при интенсивностях излучения порядка 10^6 Вт/см^2 и выше. СПС, как уже было отмечено, более перспективны для передачи излучения высокой интенсивности, чем ПСС. В частности, в ряде опубликованных работ по СПС передавалось излучение с интенсивностью порядка 10^{15}Вт/см^2 без деградации световодов. При этом, несмотря на то, что полые световоды активно исследуются уже более двадцати лет, отсутствуют работы, в которых бы исследовалось распространение по ним ОР.

Возможность скручивать световоды с определённым радиусом кривизны в волоконных лазерных устройствах обеспечивает компактность таких устройств, что является их преимуществом в сравнении с их аналогами на объемных оптических элементах. Поэтому немаловажным для применения световодов является определение их изгибных потерь. В ряде работ исследовались изгибные потери СПС, но такое явление, возникающее при изгибе, как резонансная связь мод сердцевины с модами оболочки, рассматривалось исключительно теоретически.

Таким образом, актуальность данной работы определяется необходимостью снижения в РС оптических потерь, экспериментального определения их оптических характеристик (потери, изгибные потери, дисперсия) и исследования распространения по ним ОР. Стоит отметить, что поскольку физический механизм распространения света по полым световодам отличается от механизма распространения света в ПСС, то и оптические характеристики и способы их измерения приобретают в полых световодах некоторую специфику.

Исходя из вышесказанного, были определены следующие **цели работы**:

- Модификация структуры полого револьверного световода для снижения оптических потерь в ближнем и среднем ИК диапазоне.
- Получение световода с модифицированной структурой и исследование его оптических характеристик (потери, изгибные потери, дисперсия).

- Наблюдение и исследование процесса разрушения полых световодов под действием распространяющегося по ним лазерного излучения высокой интенсивности.

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Численное моделирование оптических свойств структуры полого световода для различных модификаций его оболочки. Расчет оптических потерь и реальной части эффективного показателя преломления для различных мод сердцевины.
2. Создание лабораторных установок для измерения оптических характеристик полученных световодов.
3. Определение оптических свойств световодов с заданной структурой. Измерение потерь, изгибных потерь и дисперсии.
4. Определение физических параметров ОР в полом РС. Построение физической модели распространения ОР по полым РС.

Научная новизна

1. Впервые предложена и исследована численно и экспериментально новая структура полого револьверного световода.
2. Впервые в данных световодах экспериментально исследованы дисперсионные характеристики.
3. Впервые в полых световодах резонансная связь мод сердцевины с модами оболочки продемонстрирована экспериментально.
4. Впервые в полых световодах исследовано распространение оптического разряда.

Практическая значимость работы

1. Впервые получена возможность передавать по световодам и генерировать в них излучение высокой интенсивности в среднем ИК-диапазоне. Показано, что полые револьверные световоды из кварцевого стекла способны передавать излучение в среднем ИК-диапазоне, несмотря на то, что само кварцевое стекло обладает в этом диапазоне большими (более 10дБ/м) оптическими потерями. Потери в таком световоде при этом минимум на три порядка ниже, чем в кварцевом стекле.
2. Предложенная структура револьверного световода с разделёнными капиллярами в оболочке послужила прототипом для создания световодов с аналогичной структурой во всех ведущих лабораториях мира, исследующих световоды с полой сердцевиной.

3. Низкая дисперсия групповых скоростей полых револьверных световодов позволяет использовать их для передачи ультракоротких лазерных импульсов высокой интенсивности.
4. Результаты проведённого исследования распространения оптического разряда по полым револьверным световодам позволяют создавать «предохранители» в оптических линиях из полых световодов, препятствующие дальнейшему распространению по ним оптического разряда.

Положения, выносимые на защиту

1. Замена отражающей оболочки револьверного световода, состоящей из одного слоя соприкасающихся капилляров, на отражающую оболочку из одного слоя разделённых капилляров позволяет получить световедущую структуру, которая при прочих равных условиях обладает более низкими оптическими потерями, чем револьверный световод с соприкасающимися капиллярами.
2. Экспериментальные и теоретические значения дисперсионного параметра D_λ в полосах пропускания револьверного световода с разделёнными капиллярами в оболочке с диаметром сердцевины более 20 мкм лежит в диапазоне от -10 до +10 пс/(нм·км).
3. При изгибе револьверного световода реализуется резонансная связь мод сердцевины с модами капилляров, формирующих отражающую оболочку.
4. В световодах с полой сердцевиной возможно инициирование и дальнейшее квазинепрерывное распространение оптического разряда под действием импульсно-периодического лазерного излучения.

Личный вклад диссертанта

Все результаты получены при выполнении исследований в Научном центре волоконной оптики с 2012 года по настоящее время лично автором или совместно с рядом сотрудников центра, а именно:

вторая глава – идея создания нового типа револьверного световода, все экспериментальные результаты и результаты численного моделирования получены лично автором. **Третья** глава – все экспериментальные результаты, а также численное моделирование дисперсии реального световода (Рис. 33 (b)) получены лично автором (опубликовано в статьях [II] и [III] из списка публикаций). Следует отметить, что все остальные результаты численного моделирования свойств полых световодов, представленные в работах [II] и [III], получены

Алагашевым Г.К. и Прямиковым А.Д. **Четвёртая** глава – все результаты по распространению оптического разряда получены лично автором или при его определяющем участии.

Разработка технологии изготовления и само изготовление всех полых световодов, использованных в данной работе, осуществлены Косолаповым А.Ф.

Для получения результатов работы были использованы различные **методы исследований**. Геометрические параметры поперечных сколов световодов были определены при помощи сканирующего электронного микроскопа. Для экспериментального определения оптических потерь световода применялся метод «cut-back». Экспериментальные измерения дисперсионного параметра D_λ проводились при помощи интерферометра Маха-Цендера. Оценка температуры оптического разряда получена при помощи пирометрического метода, основанного на измерении отношения спектральных плотностей сигнала на двух длинах волн. Для численного расчёта таких характеристик световодов как оптические потери, дисперсионный параметр D_λ , распределения поля моды сердцевины использовались расчёты методом конечных элементов в программной среде Comsol multiphysics.

Обоснованность и достоверность полученных результатов обеспечивается использованием комплекса современных экспериментальных методов исследования, сравнением экспериментально полученных результатов с результатами численного моделирования, анализом литературных данных, а также результатами последующих исследований других научных групп.

Апробация работы

Результаты исследований, изложенные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на конференциях и научных школах: XI, XII, XIII международная научная конференция-школа «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение» (г. Саранск, 2012, 2013 и 2014 года соответственно); Научная сессия НИЯУ МИФИ II, III, IV, V, VI, VII, VIII и IX, Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике (г. Москва, 2013-2020 гг. соответственно); ICONO/LAT (Moscow, 2013); Advanced Photonics Congress (Barcelona, 2014); Laser Congress (ASSL, LAC, LS&C) (Vienna, 2019); CLEO/Europe-EQEC (Munich, 2019); 8-й Российский семинар по волоконным лазерам (г. Новосибирск, 2018); Всероссийская конференция по волоконной оптике (г. Пермь, 2019), а также на семинарах НЦВО РАН.

Публикации

Основные результаты диссертационной работы представлены в 5 статьях в рецензируемых журналах из перечня ВАК и в трудах российских и зарубежных конференций.

Список публикаций в журналах из перечня ВАК по теме диссертации:

I. Kolyadin A. N., Kosolapov A. F., Pryamikov A. D., Biriukov A. S., Plotnichenko V. G., Dianov E. M., "Light transmission in negative curvature hollow core fiber in extremely high material loss region.," Opt. Express 21(8), 9514–9519 (2013) DOI:https://doi.org/10.1364/OE.21.009514.

II. Kolyadin A. N., Alagashev G. K., Pryamikov A. D., Mouradian L., Zeytunyan A., Toneyan H., Kosolapov A. F., Bufetov I. A., " Negative curvature hollow-core fibers: dispersion properties and femtosecond pulse delivery," Phys. Procedia 73(January), 59–66 (2015) DOI:10.1016/j.phpro.2015.09.122.

III. Alagashev G. K., Pryamikov A. D., Kosolapov A. F., Kolyadin A. N., Lukovkin A. Y., Biriukov A. S., "Impact of geometrical parameters on the optical properties of negative curvature hollow-core fibers," Laser Phys. 25(5), 055101 (2015).

IV. Bufetov I. A., Kolyadin A. N., Kosolapov A. F., Efremov V. P., Fortov V. E., "Catastrophic damage in hollow core optical fibers under high power laser radiation," Opt. Express 27(13), 18296-18311, (2019).

V. Kolyadin A. N., Kosolapov A. F., Bufetov I. A., "Optical discharge propagation along hollow-core optical fibres," Quantum Electron. 48(12), 1138–1142 (2018).

(эти статьи включены также в общий список цитируемой литературы в конце диссертации под номерами **[30], [38], [133], [160]** и **[161]** соответственно)

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и списка цитируемой литературы. Общий объём диссертации составляет 122 страницы текста, включая 60 рисунков, 1 таблицу и список литературы из 203 наименований. В конце каждой главы представлены основные полученные в ней результаты.

Во введении обоснована актуальность работы, сформулированы цели и задачи диссертации, приведена научная новизна и практическая значимость работы, представлены положения, выносимые на защиту, и изложена структура диссертации.

В первой главе приводится обзор результатов по теме исследования: описана история появления и исследований полых световодов, приводится описание различных типов полых световодов, известных на сегодняшний день, а также описание полых световодов из различных

материалов, приведены результаты по минимальным достигнутым на сегодняшний день оптическим потерям, коротко перечисляются различные применения полых световодов и некоторые нерешённые проблемы, описаны физические принципы волноводного механизма в полых револьверных световодах, приведены различные варианты моделирования оптических свойств РС – аналитический и численный.

Во второй главе диссертации предложено усовершенствование конструкции револьверного волоконного световода, а именно предложена оболочка световода, состоящая из несоприкасающиеся капилляров. Выполнено численное моделирование свойств такой конструкции, которое показало возможность снижения оптических потерь по сравнению с револьверным световодом с соприкасающимися капиллярами в оболочке. Описан впервые созданный револьверный волоконный световод с полой сердцевиной и одним слоем несоприкасающихся капилляров в отражающей оболочке. Приведены данные по измеренным в данном световоде потерям в широком спектральном диапазоне вплоть до 8 мкм. Описана специфика измерения потерь в РС.

Третья глава посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию некоторых оптических свойств РС. Приведены данные по дисперсионным свойствам револьверных световодов и их изгибным потерям. Представлены данные экспериментального измерения и численного моделирования дисперсионного параметра D_λ в реальном револьверном световоде с несоприкасающимися капиллярами в оболочке. Экспериментально и теоретически продемонстрирована резонансная связь мод сердцевины с модами оболочки. Приведены данные экспериментального исследования зависимости оптических потерь от радиуса изгиба РС и продемонстрировано последовательное возбуждение различных мод капилляров при изгибе.

Четвёртая глава посвящена исследованию механизма распространения ОР по полому РС. Приведены результаты исследования процесса разрушения полого волоконного световода, изготовленного из кварцевого стекла, с сердцевиной, заполненной лабораторным воздухом при атмосферном давлении, под действием ипульсно-периодического лазерного излучения высокой интенсивности после инициирования оптического разряда в полой сердцевине. Продемонстрированы временны́е характеристики свечения плазмы ОР. Определён средний период оставленных после прохождения ОР последовательных разрушений. Определены средние (за 1 сек и за 13 нс импульса) скорости распространения ОР. Также продемонстрирован факт зависимости средней (за 1 сек) скорости ОР от вещества, окружающего стеклянную оболочку световода. Предложена физическая модель распространения ОР по полому РС.

В заключении сформулированы основные результаты проведённых исследований.

ГЛАВА 1. Полые волоконные световоды (по литературе)

1.1 Развитие идеи световода с полой сердцевиной. Отверстие в диэлектрике, капилляр

Идея передачи излучения по полому световоду привлекала внимание исследователей по различным причинам еще в конце 19 века (см., например, статью лорда Рэлея [1], в которой рассматривалась задача о распространении электромагнитной волны по полому волноводу с металлическими стенками), задолго до возникновения стеклянных волоконных световодов. Долгое время после этого полые волноводы продолжали рассматриваться исключительно в рамках развития радиотехники как конструкции с металлическими стенками. Появление генераторов излучения СВЧ-диапазона привело к широким исследованиям таких полых волноводов, способных это излучение транспортировать. Данные волноводы представляют собой металлические трубки с сечением различной формы, они используются для этих целей и сегодня. Таким образом, первые полые волноводы передавали электромагнитное излучение с длиной волны порядка 1-10 см. Логично было предположить, что данный опыт можно перенести и на оптический диапазон для длин волн на четыре порядка меньше: 1-10 мкм. После создания лазеров [2] появилась принципиальная возможность передачи светового излучения и информации с его помощью на большие расстояния. Но твердотельные световоды, до создания волоконных световодов с низкими потерями на основе кварцевого стекла (1970 год), не подходили для этой роли из-за высоких оптических потерь. В 1964 году были опубликованы результаты исследования возможностей использования полых световодов со стенками из диэлектрика и из металла в качестве световодов для излучения с длиной волны около 1 мкм [3]. В качестве модели полого световода в этих исследованиях рассматривался цилиндрический канал в объемном диэлектрике (световод «отверстие в диэлектрике» (ОД), см. Рис. 2) или в металле (отверстие в металле (ОМ)). Полученные теоретические оценки показали, что при диаметрах отверстия около миллиметра световоды ОД и ОМ могут в принципе иметь оптические потери около 10 дБ/км для ОД и существенно меньше для ОМ, но при условии, что их форма является прямолинейной (то есть они используются без изгибов). В случае же изгиба световодов их оптические потери возрастают до неприемлемых для систем связи величин уже при радиусе изгиба ~1 км для ОД световодов и ~100 м для ОМ световодов (из алюминия).

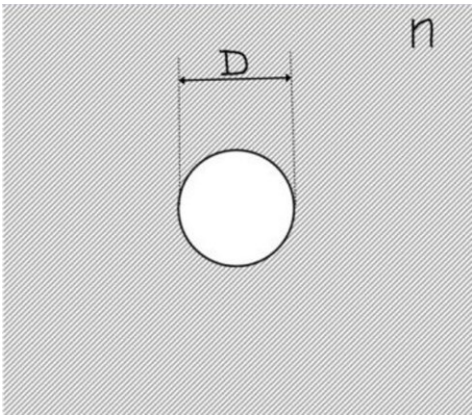

Рис. 2. Вид поперечного сечения световода ОД. D-диаметр отверстия, n- показатель преломления диэлектрика

В частности, для прямого цилиндрического канала в алюминии диаметром 2 мм потери на длине волны 1 мкм оцениваются как 0,03 дБ/км для TE_{01} моды (то есть меньше, чем достигнуто в лучших коммуникационных световодах на основе кварцевого стекла на сегодняшний день (0,152 дБ/км [4]).

Однако существенное увеличение потерь при возникновении изгиба данных световодов не позволяет использовать их для передачи излучения на большие расстояния. Спектр потерь в таких световодах (Рис. 4, линия 1) представляет из себя плавную непрерывную кривую, где потери на каждой длине волны определяются только диаметром сердцевины и показателем преломления материала оболочки.

В случае световода ОМ не видны возможности увеличения коэффициента отражения излучения на границе отверстия для улучшения его характеристик. Но для световода ОД такие возможности были найдены. Оказалось, что можно значительно снизить оптические потери такого световода, увеличив коэффициент отражения от границы раздела сердцевина-оболочка, путем организации отражения от двух поверхностей (Рис. 3), используя в качестве световода капилляр с тонкой стеклянной стенкой (трубчатый световод – ТС). Такой световод был рассмотрен в [5,6].

В ТС стенка капилляра служит фактически интерферометром Фабри-Перо, спектр пропускания оптического волокна при этом приобретает зонную структуру (см. Рис. 4). При выполнении условия резонанса (уравнение 1) коэффициент отражения уменьшается, что приводит к большим оптическим потерям в световоде. Если условие резонанса нарушается (или выполняется условие антирезонанса), коэффициент отражения от стенки капилляра значительно возрастает, и формируются зоны прозрачности оптического волокна с низким уровнем потерь. Более того, оценки изгибных оптических потерь в ТС показывают их существенные преимущества по сравнению со световодами типа ОД по данному параметру.

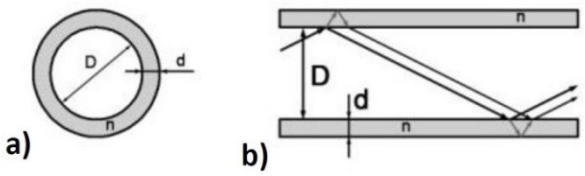

Рис. 3. a) Поперечное сечение и b) схема хода лучей в световоде ТС.

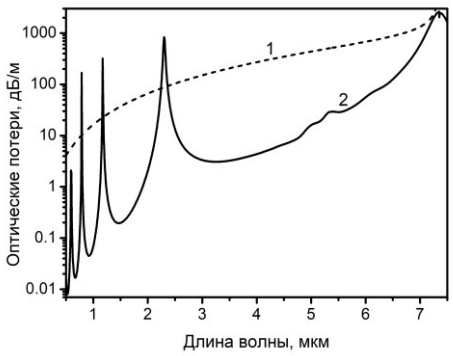

Рис. 4. Расчетные спектральные зависимости оптических потерь для прямых полых световодов ОД (линия 1) и ТС (линия 2) из кварцевого стекла. Диаметр полой сердцевины составляет 77 мкм в обоих случаях.

В широком диапазоне длин волн спектр пропускания ТС представляет собой набор полос пропускания, разделённых областями высоких потерь (Рис. 4, линия 2). Позднее такой механизм был фактически заново рассмотрен в [7] и получил сокращенное название ARROW (AntiResonant Reflecting Optical Waveguide – антирезонансный отражающий оптический волновод). Из свойств интерферометра Фабри-Перо было получено простое выражение для позиции зон непрозрачности световодов типа ТС:

$$\lambda_m = \frac{2n_1 d}{m}\left[(n_2/n_1)^2 - 1\right]^{1/2}, \quad m = 1, 2, \ldots \qquad (1)$$

Здесь λ_m – длина волны центра зоны непрозрачности ТС, d – толщина стенки капилляра, m – целое число – номер зоны непрозрачности ТС, n_1 – показатель преломления внешней среды (в большинстве реализованных схем – это воздух), заполняющей и полую сердцевину световода, n_2 – показатель преломления материала, из которого изготовлен ТС, например, кварцевого стекла. Уравнение (1) справедливо при дополнительном условии $\lambda \ll D$, где D – диаметр полой сердцевины (см. Рис. 3), λ – длина волны излучения. Согласно (1), при постоянном значении n_2 зоны непрозрачности ТС должны располагаться эквидистантно по шкале частот. Но, к сожалению (особенно с точки зрения создания рамановских лазеров на таких световодах, как это будет показано ниже), данная эквидистантность нарушается из-за дисперсии величины $n(\lambda)$. Более того, появляются новые зоны непрозрачности: на Рис. 4 зона непрозрачности на 7.3 мкм обусловлена не выполнением условия резонанса для стенки капилляра, а тем обстоятельством, что вещественная часть показателя преломления кварцевого стекла вблизи этой длины волны принимает значение равное единице, что уничтожает отражение на границе кварцевое стекло-воздух.

Таким образом, оценки свойств световодов ТС уже показывали на уровне около 1990 года возможность их применения в волоконной оптике в качестве кандидатов на роль световодов с полой сердцевиной. Подчеркнем, что в рассмотренных моделях ОД показатель преломления в сердцевине ниже, чем показатель преломления оболочки (стенки капилляра), в отличие от стандартных стеклянных световодов, в которых и сердцевина, и оболочка изготавливаются из стекол с показателями преломления, отличающимися на необходимую величину. Правда, на

пути к реализации световодов, подобных ТС, необходимо было преодолеть одно препятствие: ТС теряет все свои положительные свойства при сколько-нибудь существенном касании чем-либо его внешней поверхности, что нарушает условия отражения. Но капилляр ТС в любом случае необходимо как-то закрепить, что неизбежно приводит к нежелательному касанию. По-видимому, именно данное противоречие явилось причиной того, что исследования в этой области оказались направленными в то время по другому вектору – в направлении микроструктурированных фотонно-кристаллических световодов с полой сердцевиной.

Примерно в 1990 году в группе проф. Рассела (P.S.J. Russell) были начаты исследования по микроструктурированным световодам, которые в 1999 году привели к первой демонстрации фотонно-кристаллического световода из кварцевого стекла с полой сердцевиной [8]. В таких световодах отражающая оболочка обладает трансляционной симметрией в поперечном сечении (Рис. 5). При определенном выборе периода этой симметрии по отношению к длине волны распространяющегося излучения, для распространяющегося излучения существуют запрещенные зоны по спектру, в которых излучение не может покидать сердцевину (аналогично запрещенным зонам для электронов в кристаллических структурах), формируя таким образом зоны прозрачности световода. С тех пор исследователями были созданы и изучены различные типы микроструктурированных фотонно-кристаллических световодов с полой сердцевиной, среди которых световоды типа honeycomb (Рис. 6), световоды типа kagome (Рис. 6), многослойные брегговские световоды (Рис. 9).

Рассмотрим более подробно различные типы полых световодов, применяемых и исследуемых сегодня.

1.2 Световоды с полой сердцевиной и микроструктурированной отражающей оболочкой

В 1999 году была продемонстрирована передача излучения по полой сердцевине кварцевого световода с микроструктурированной оболочкой [8]. Данная работа стала отправной точкой активных исследований полых световодов (в основном из кварцевого стекла) во всём мире, что по прошествии 20 лет (к моменту написания диссертации) привело к тому, что сегодня полые световоды применяются в науке и технике, предоставляя новые уникальные возможности, позволяют создавать на их основе лазерные устройства в том числе в диапазонах длин волн, где кварцевое стекло обладает высокими (от 10 дБ/м) оптическими потерями, а в диапазоне наилучшей прозрачности кварцевого стекла световоды с полой сердцевиной достигли уровня потерь, сравнимого с уровнем лучших световодов из кварцевого стекла (но ещё не превзошли их) [9]. Ещё много проблем предстоит решить, но и потенциал световодов с

полой сердцевиной далеко не исчерпан, и уже сейчас понятно, что полые световоды прочно займут своё место в науке и технике. Одной из проблем, которую предстоит решить, является сложная технология изготовления таких световодов и, в частности, устойчивость геометрических параметров световода при вытяжке больших длин.

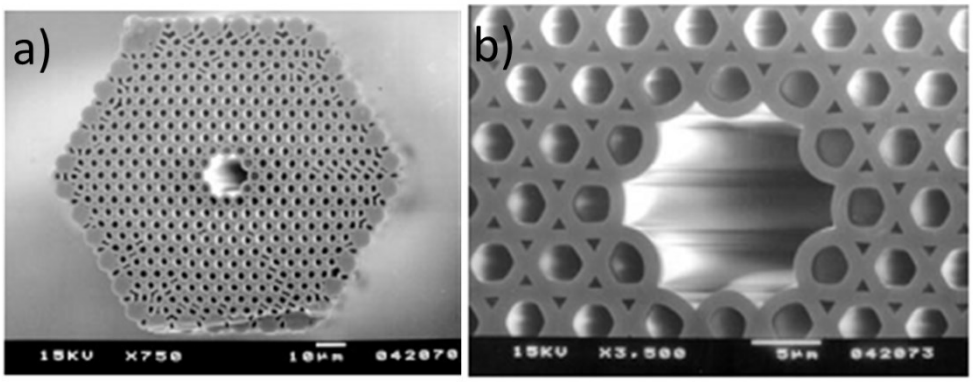

Рис. 5 Фотография поперечного сечения полого световода при различном увеличении. a – сечение световода целиком. Диметр световода 105 мкм. b – детальное изображение сердцевины световода, изображённого на (a). Диаметр сердцевины 14,8 мкм, доля воздуха в оболочке ~39% (по площади). Световод сформирован из стеклянных капилляров. В сердцевине, между капиллярами и внутри капилляров – воздух. Фотографии получены при помощи сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). [8]

Изготавливаются фотонно-кристаллические световоды следующим образом (на примере работы [8]). Заготовка для световода [8] представляет из себя плотную упаковку из кварцевых капилляров, уложенных в опорную трубу. Область сердцевины может быть сформирована в центре этой плотной упаковки путем удаления одного, семи (в случае данной работы) или 19 капилляров. Затем данная заготовка была перетянута в световод (Рис. 5) с диаметром полой сердцевины 14.8 мкм (здесь и далее под диаметром полой сердцевины будем понимать диаметр вписанной окружности). Такой способ сборки заготовок и последующий их вытяжки стал широко применяться впоследствии (так называемый “stack-and-draw” метод). При таком способе сборки заготовки возможно получить один из двух типов полых волоконных световодов: световод с так называемой «honeycomb» структурой, где элементом структуры является шестиугольник (Рис. 6), или же световод с «kagome» структурой, где элементом структуры является звезда Давида (Рис. 6). Световоды из таких заготовок вытягиваются с использованием уже существующих вытяжных башен для полностью твердотельных световодов. Но из-за наличия пустот в световоде для компенсации сил поверхностного натяжения в процессе вытяжки в пустотах необходимо поддерживать необходимое избыточное давление газа. Причем если в заготовке (световоде) есть отверстия различных размеров, то необходимо, чтобы в отверстие каждого размера подавалось избыточное давление соответствующей размеру величины. Например, в процессе вытяжки honeycomb световода давление газа в области между капиллярами должно быть ниже давления внутри них, чтобы данная область схлопнулась, а для получения kagome световода это давление должно быть

одинаковым. И, наконец, величины всех давлений газа должны быть стабильными и управление ими должно обеспечивать устойчивость процесса вытяжки.

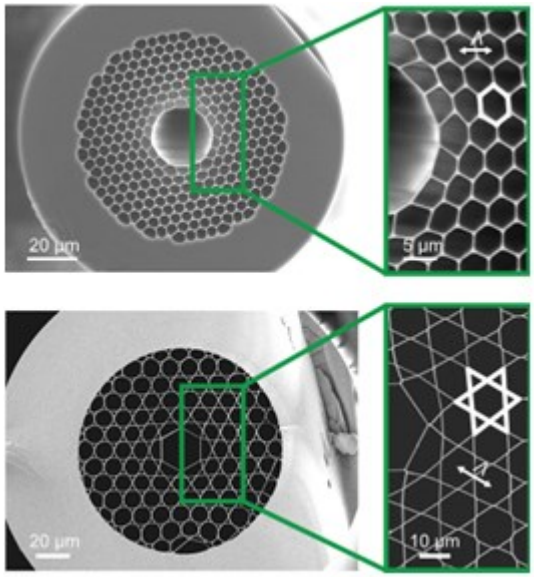

Рис. 6 ***СЭМ-фотографии поперечного сечения полых микроструктурированных световодов. Верхняя – honey-comb световод единичным элементом оболочки которого является шестиугольник. Нижняя – kagome световод, единичным элементом оболочки которого является звезда Давида.*** [10]

Спектр пропускания honeycomb-световодов также представляет собой некоторый набор полос пропускания. Минимальные потери, полученные в данных световодах на сегодняшний день, составляют 1,2 дБ/км [11], 1,7 дБ/км [12] и 1,8 дБ/км [13]. Все данные результаты получены на длинах волн в области 1550 нм.

Коротко опишем физические основы возникновения в таких световодах волноводного режима. За возникновение волноводных свойств по отдельности ответственны ближайшая к сердцевине стеклянная стенка и располагающаяся за ней микроструктурированная оболочка. Периодическая (в поперечном сечении) структура оболочки этих световодов формирует двумерный фотонный кристалл и имеет свою структуру полос пропускания в зависимости от периода Λ – расстояния между центрами шестиугольников. Стеклянная стенка, окружающая полую сердцевину такого световода, может выполнять различную функцию при различном отношении её толщины к периоду микроструктурированной оболочки Λ [14]. Она представляет собой не что иное как ТС, упомянутый выше (Рис. 3). Спектр её пропускания также представляет собой набор полос пропускания. Если её толщина такая же как у перепонок в фотонно-кристаллической оболочке, то она будет функционировать в так называемой «нулевой» полосе пропускания (при длинах волн больше первого максимума потерь, определяемого уравнением (1)) и не будет давать ощутимый вклад в уменьшение потерь. Если же толщина этой стенки будет больше, и полосы пропускания получающегося ТС должным образом совпадают с полосами пропускания фотонно-кристаллической оболочки, то это может снизить суммарные потери примерно в три раза [14].

Для реализации эффекта по удержанию света в сердцевине передаваемое световодом излучение должно проникнуть как минимум на несколько слоёв внутрь оболочки. Данный факт приводит к тому, что излучение в таких световодах существенно взаимодействует с материалом оболочки, и что honeycomb световоды могут иметь низкие потери только в тех спектральных диапазонах, где имеет низкие потери материал оболочки. Кроме того, следует отметить, что технология изготовления фотонно-кристаллических световодов достаточно сложна и трудоемка, так как необходимо, чтобы все составные элементы заготовки (большое количество капилляров) обладали одинаковыми геометрическими параметрами и деформировались идентично в процессе вытяжки.

Kagome-световоды имеют приблизительно одинаковую толщину стеклянных перепонок во всей микроструктурированной оболочке. Физические механизмы, ответственные за удержание света в полой сердцевине и возникновение волноводных свойств данной структуры аналогичны ТС. Kagome-световод можно представить как набор концентрических шестиугольников, удерживаемых стеклянными перепонками (Рис. 7(a)).

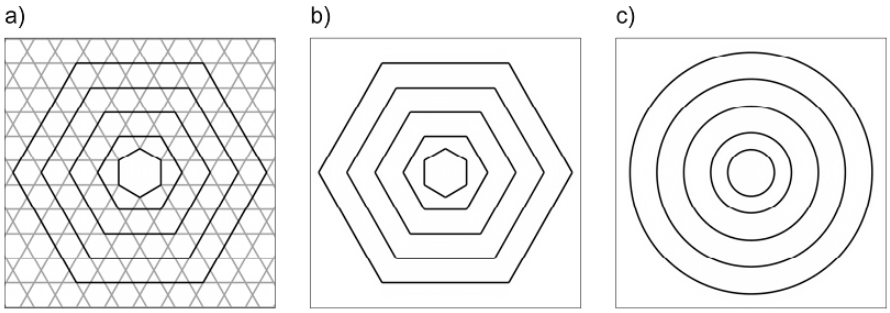

Рис. 7 (a) «Полная» структура kagome-световода. Шестиугольники, показанные в (b), выделены черным; (b) гексагональное приближение полной структуры kagome-световода; (c) круговое приближение гексагональной структуры, состоящее из концентрических колец, периметр которых равен периметру шестиугольников (тем самым сохраняя количество стекла). В (b) и (c) показаны только сердцевина и первые четыре кольца оболочки [15]

Рассмотрим влияние концентрических шестиугольников в отдельности (Рис. 7(b)). Оптические потери в данной структуре качественно аналогичны потерям в ТС с несколькими круглыми концентричными слоями в оболочке (Рис. 7 (c)) и также будут состоять из полос пропускания, положение которых определяется толщиной стенки шестиугольников (см. уравнение (1)). Однако в полосах пропускания структуры (b) присутствует большое количество резонансов в отличие от полос пропускания структуры (c) (Рис. 8). Это связано с тем, что потери световода зависят от формы оболочки, окружающей сердцевину, а наличие углов в окружении оболочки приводит к появлению резонансов в спектре потерь.

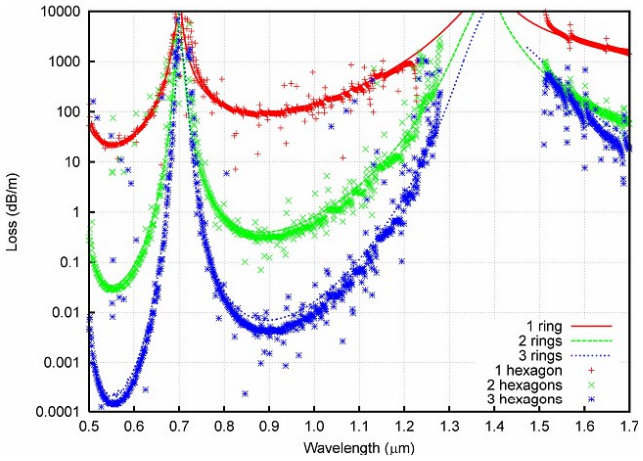

Рис. 8 *Потери основной моды для моделей с различным количеством шестиугольников (точки) и колец (линии) в оболочке (для моделей на* **Рис. 7** *(b) и (c) соответственно)* [15]

Перепонки, удерживающие концентрические шестиугольники создают большое количество дополнительных резонаторов в оболочке, создают каналы для более эффективного вытекания моды сердцевины и образуют узлы в местах соприкосновения. Всё это негативно отражается на спектре потерь световода. В работе [16] было показано, что потери полого световода зависят от формы узлов в местах соприкосновения элементов микроструктурированной оболочки и от вида этих элементов (окружность или многогранник), и чем ближе форма этих элементов к окружности, тем ниже потери. С этими данными согласуется факт снижения потерь в kagome-световодах при появлении отрицательной кривизны границы сердцевина-оболочка [17,18].

Таким образом, увеличение количества концентрических шестиугольников в оболочке снижает, а наличие между ними стеклянных перепонок повышает потери световода. В результате добавление слоёв микроструктурированной оболочки реального световода не оказывает значительного влияния на снижение потерь [19,20] (но присутствует разница в изгибных потерях).

В итоге, волноводные свойства kagome-световодов в основном определяются ближайшим окружением сердцевины, а не целиком микроструктурированной оболочкой, которая действует больше как механическая опора для окружения сердцевины.

1.3 Брегговский световод с полой сердцевиной

Одна из идей реализации световода (как с полой, так и со стеклянной сердцевиной) состояла в том, чтобы вокруг сердцевины в радиальном направлении создать периодическую структуру из слоев с различными показателями преломления (аналогично брэгговскому зеркалу) [21,22]. Сердцевина световода при этом является диэлектриком, в частности воздухом, с наименьшим во всей структуре показателем преломления. В работе [23] был

продемонстрирован полый световод с периодической оболочкой из чередующихся слоёв теллура (n=4.6) и полистирола (n=1.59). В работе [24], о которой будет подробнее упомянуто ниже, оболочка полой сердцевины была образована чередующимися слоями стекла и полимера. В работе [25] световоды с периодической оболочкой из слоев кварцевого стекла с различным легированием (MCVD процесс) были продемонстрированы экспериментально. Параметры полученного световода следующие: сердцевина диаметром 13,4 мкм обладала показателем преломления n=1,446; оболочка состояла из семи концентрических слоёв с показателем преломления n=1,459 чередующихся с слоями с показателем преломления n=1,45; толщина каждого слоя 1,2 мкм. В работе проведено сравнение численных и экспериментальных результатов.

Однако при использовании кварцевого стекла отличие в легировании ведет не только к различию в показателях преломления, но и к отличию в коэффициентах термического расширения (КТР) и, как следствие, возникновению механических напряжений после вытяжки. Данный факт не позволяет получить большую разность в показателях преломления слоёв, а низкое отличие в показателях преломления приводит к необходимости создавать большое количество слоёв в оболочке. Всё это создаёт сложности для изготовления таких световодов. Эти фундаментальные и технологические ограничения привели к тому, что, несмотря на обширные теоретические исследования и ряд экспериментальных результатов, данный тип световодов из кварцевого стекла не получил широкого распространения.

Рассмотрим наиболее удачную реализацию полого световода с периодической оболочкой из других материалов.

В 2002 году был продемонстрирован полый световод с оболочкой, представляющей из себя брэгговское зеркало [24]. Оболочка данного световода (Рис. 9) состоит из чередующихся слоев халькогенидного стекла с высоким показателем преломления (As_2Se_3 n~2.8) и полимера с низким показателем преломления (polyethersulfone n~1.55). Этот же полимер был использован для формирования опорной трубы заготовки и, впоследствии, световода. Было показано [26], что данные материалы могут быть вытянуты в одной структуре без повреждений, связанных с разницей в КТР. Примечательно, что первоначально слой стекла напылялся на слой полимера, после чего данная двухслойная структура скручивалась в трубку определённого диаметра, устанавливалась в опорную трубу из того же полимера и вытягивалась, образуя многослойную оболочку полой сердцевины готового световода. Положение полос пропускания, очевидно, определялось толщиной слоев оболочки в полученном световоде и могло варьироваться от 0.75 до 10.6 мкм. Один из полученных световодов обладал длиной несколько десятков метров, внешним диаметром 740 мкм и диаметром полой сердцевины 330 мкм. Полоса пропускания при этом находилась в области 10 мкм, позволяя пропускать излучение CO_2 лазера с потерями

менее 1 дБ/м. Полученные потери на несколько порядков ниже, чем оптические потери материалов, из которых сделан световод. Данный результат демонстрирует, что низкие потери в световоде могут быть достигнуты не только через получение сверхчистого и оптически прозрачного материала для сердцевины световода с твердотельной сердцевиной, но также и путём дизайна структуры оболочки полого световода.

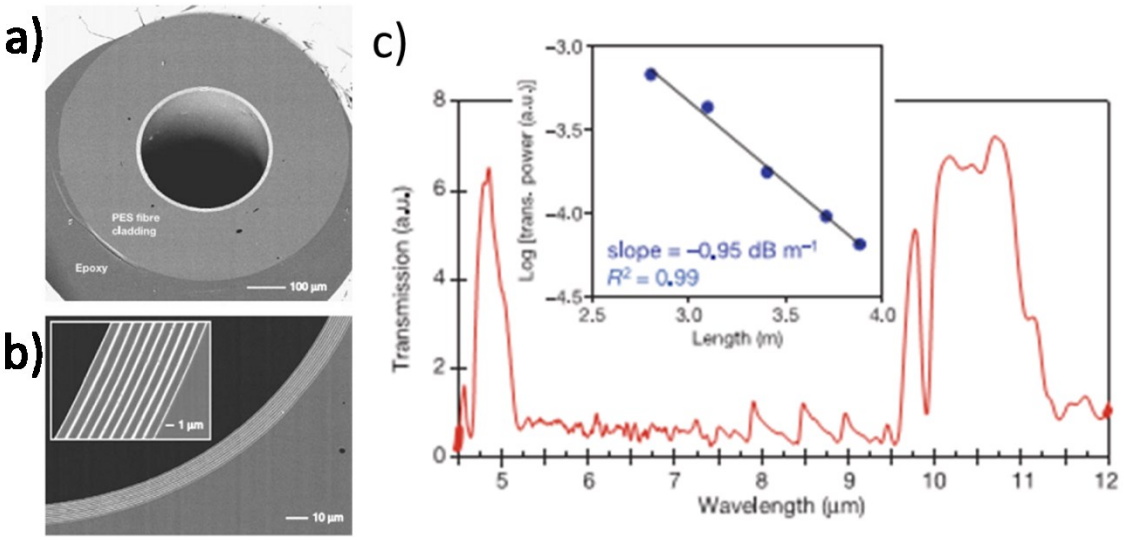

Рис. 9 *СЭМ-фотографии полого световода с многослойной оболочкой при различном увеличении. a – фотография поперечного сечения световода, вклеенного эпоксидным клеем. Диаметр полой сердцевины 330 мкм; b – фотография многослойной оболочки. Светлые полосы – слои стекла As_2Se_3, серые между ними и материал оболочки – полимер; c – спектр пропускания световода. Вставка – логарифмическая зависимость уровня сигнала от длины световода (измеряемый световод с диаметром сердцевины 700 мкм) и соответствующие потери.* [24]

1.4 Волоконные световоды, подобные трубчатым световодам

В ходе поиска новых (и более простых) конструкций волоконных световодов с полой сердцевиной в [20] был отмечен тот факт, что в световодах типа kagome уровень оптических потерь определяется не параметрами квазипериодической структуры, окружающей полую сердцевину, а параметрами (в первую очередь – толщиной) ближайшей к сердцевине стеклянной перепонки, как это имеет место в световодах ТС. Сложная же квазипериодическая структура из «звезд Давида» в таком случае служит лишь для поддержки центрального капилляра.

В результате в [20] была предложена, а в [27] была реализована конструкция световода, близкая по принципу работы к ТС (Рис. 10). Сердцевина в этом световоде из кварцевого стекла была образована шестиугольной стеклянной стенкой толщиной 340 нм , которая удерживалась в несущей трубе в вершинах стеклянными перепонками. Минимальные оптические потери в этом световоде составили величину 0,2 дБ/м, при этом световод был нечувствительным к изгибам вплоть до радиуса изгиба 10 см. Таким образом, была экспериментально

продемонстрирована возможность передавать излучение по структуре, состоящей всего из одного тонкого слоя кварцевого стекла.

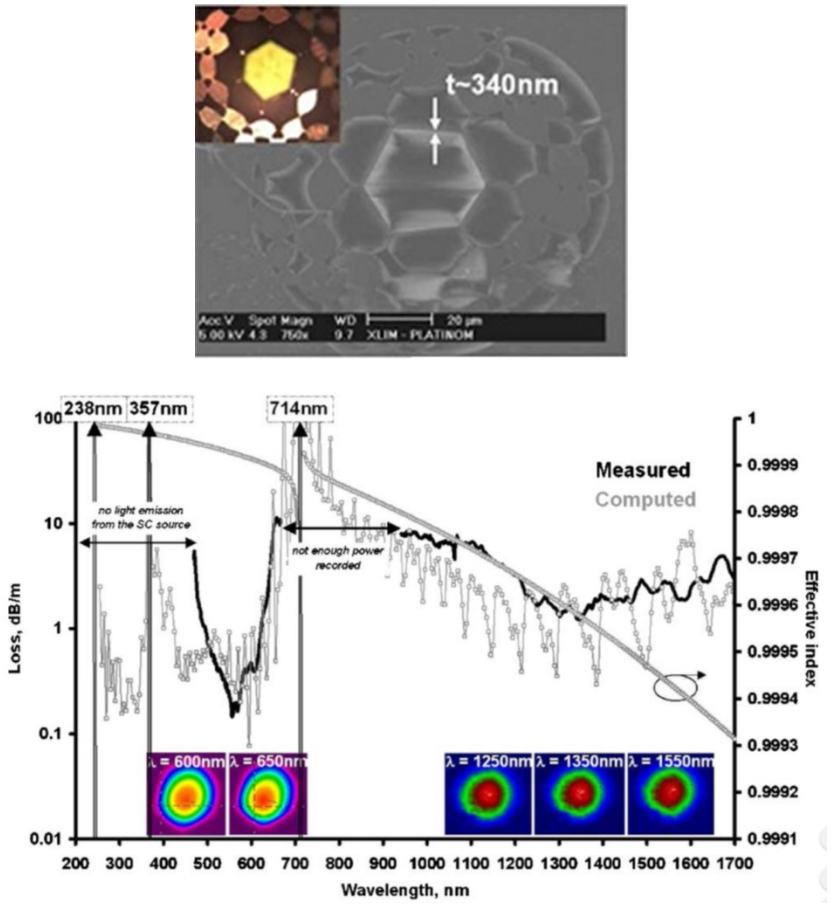

Рис. 10 Сверху – ***СЭМ-фотография поперечного сечения световода с полой сердцевиной в виде шестиугольника, подвешенного за вершины. Вставка – излучение галогеновой лампы, прошедшее через 4 см световода. Снизу – теоретический и экспериментальный спектр оптических потерь, на вставках распределение интенсивности излучения в сердцевине световода на соответствующих длинах волн.*** [27]

1.5 Револьверный световод из кварцевого стекла

В данном разделе опишем основные этапы развития исследований револьверных световодов.

В 2011 году сотрудниками НЦВО РАН была предложена и реализована новая структура полых волоконных световодов с микроструктурированной оболочкой [28]. Данная структура представляет собой полую сердцевину, окружённую оболочкой из одного ряда стеклянных капилляров, приплавленных к внешней опорной трубе (Рис. 11(b)). Физические механизмы, ответственные за удержание света в полой сердцевине и возникновение волноводных свойств данной структуры следующие: во-первых, это явление антирезонанса, возникающее в тонкой стеклянной стенке оболочки (ARROW механизм); во-вторых, это эффект снижение оптических потерь при распространении излучения по световоду за счет использования свойства

отрицательной кривизны границы сердцевина-оболочка [28]. Впоследствии авторами данной конструкции световода было предложено называть их револьверными световодами (РС) из-за внешнего сходства торца световода с барабаном револьвера.

Более подробно физика возникновения волноводного режима в РС будет рассмотрена в разделе «1.9 Физические принципы волноводного механизма и численное моделирование свойств револьверных световодов».

После предложения и первой демонстрации РС в 2011 году данный тип световодов привлекал всё большее внимание исследователей по всему миру, и на сегодняшний день (2020 г.) применяется и исследуется практически в каждой лаборатории, занимающейся волоконными световодами с полой сердцевиной из кварцевого стекла. Появление полых световодов из кварцевого стекла с отрицательной кривизной границы сердцевина-оболочка позволило существенно расширить оптический диапазон применения кварцевых световодов. Для применений стали доступны как ИК-диапазон [29–31], так и УФ-диапазон [32,33].

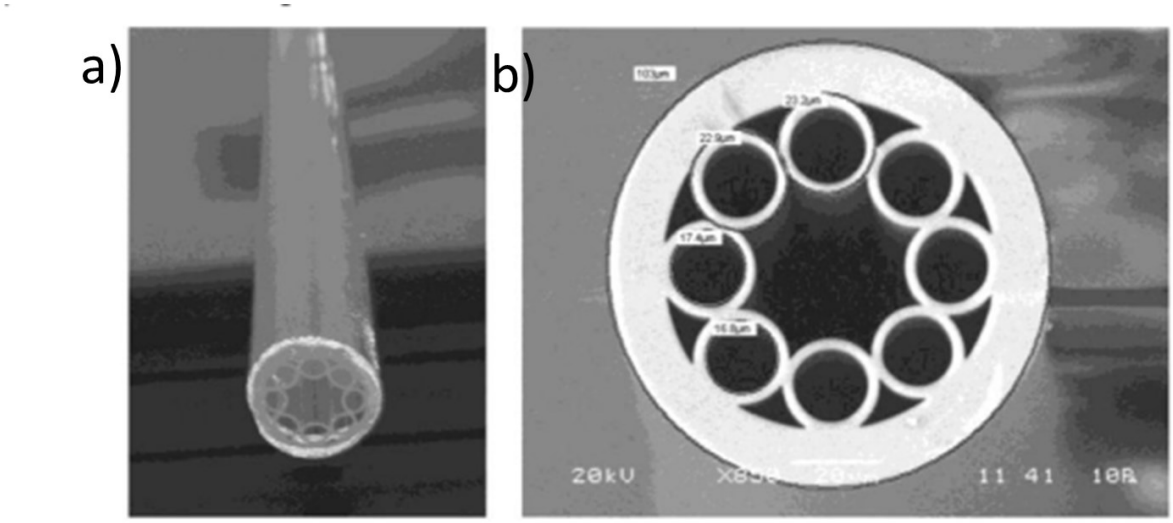

Рис. 11 ***Слева – внешний вид предварительно перетянутой заготовки световода. Диаметр заготовки 8 мм. Справа – СЭМ-фотография поперечного сечения первого револьверного световода.*** [28]

Уточним, что именно подразумевается под отрицательной кривизной границы сердцевина-оболочка. Здесь и далее, будем полагать, что кривизна границы между сердцевиной и оболочкой в обычных (например, телекоммуникационных) световодах положительна (она имеет форму окружности). Тогда, при изменении знака кривизны, ее будем обозначать как отрицательную. Именно такую границу образуют капилляры, окружающие центральное пустое пространство (Рис. 11(b)).

Для достижения наименьших полных потерь необходимо максимально ограничить в пространстве проникновение поля мод сердцевины в стенки капилляров. В случае револьверных световодов доля излучения, распространяющегося по материалу световода, очень

мала (расчеты показывают, что она составляет ~10^{-5} [34]). Этот фактор дает возможность резко уменьшить полные потери световода во всех спектральных диапазонах: как в областях с низкими материальными потерями, так и в областях, где распространение света по самому материалу уже не представляет практического интереса (для кварцевого стекла это диапазон с длинами волн выше 3 мкм, где материальные потери превышают 10 дБ/м).

В револьверных световодах коэффициент отражения излучения, распространяющегося по сердцевине, от границы сердцевина-оболочка близок к единице. Как следствие, связь между модой сердцевины и модами оболочки снижена, что и приводит к очень низкой доле мощности в материале оболочки – менее 0,01% [35,36]. По этой же причине порог разрушения световода при высокой мощности излучения также ожидается выше в световодах с отрицательной кривизной [37], чем, например, в фотонно-кристаллических световодах.

Стоит отметить, что первая реализация полого микроструктурированного световода [8] имела отрицательную кривизну границы сердцевина-оболочка. Однако симметрия расположения капилляров в первом ряду оболочки, образующей границу сердцевина-оболочка, отличалась от предложенной в [28] и капилляры имели очень большую толщину стенки по сравнению с диаметром капилляра: толщина стенки около 1.1 мкм при диаметре капилляра около 4.7 мкм (отношение 0.23). Поэтому модель ARROW в этом случае, видимо, не применима (для справки: в [28] толщина стенки капилляров около 1 мкм при диаметре капилляра ~20 мкм, что дает отношение 0.05). Кроме того, в последующих работах, где изготовление honey-comb световодов было значительно усовершенствовано, отрицательная кривизна не использовалась. Впервые эффект уменьшения уровня потерь за счёт использования отрицательной кривизны границы сердцевина-оболочка наблюдался для световодов типа kagome [17]. Влияние отрицательной кривизны границы сердцевина-оболочка на потери в световоде было показано в ряде работ [18,38,39].

Рассмотрим основные этапы исследований PC. Впервые PC были представлены в работе [28]. Световоды из кварцевого стекла (Suprasil F-300) представляли собой восемь соприкасающихся капилляров, приплавленных к внешней опорной трубе. Всего в работе описано четыре световода с диаметрами сердцевин 23, 30, 36 и 68 мкм. Причем световод с сердцевиной 68 мкм продемонстрировал способность передавать излучение вплоть до 4 мкм, где кварцевое стекло имеет уже довольно высокие потери (порядка 1000 дБ/м). Данная работа наглядно продемонстрировала, что в данной довольно простой, в сравнении с honey-comb и kagome световодами, структуре возможно получить низкие оптические потери, не создавая сложную многослойную структуру, так как волноводные свойства оболочки определяются только первым рядом структурных элементов.

В дальнейшем в работе [30] было предложено развести капилляры оболочки. Было показано теоретически и экспериментально, что если убрать места соприкосновения капилляров оболочки, то это позволит значительно снизить потери в световоде. Это происходит вследствие того, что в местах соприкосновения капилляров оболочки образуются узлы, которые, во-первых, сами являются дополнительными резонаторами и повышают плотность собственных состояний оболочки, а, во-вторых, связывают между собой элементы структуры оболочки, что создаёт дополнительную связь между собственными состояниями элементов структуры. Всё это приводит к более эффективной связи мод сердцевины с модами оболочки, что увеличивает потери. В последующие годы ряд лабораторий по всему миру выбирали именно такую структуру для создания полых световодов [35,40–43].

Основные виды револьверных световодов, а также световодов с отрицательной кривизной границы сердцевина-оболочка представлены на Рис. 12.

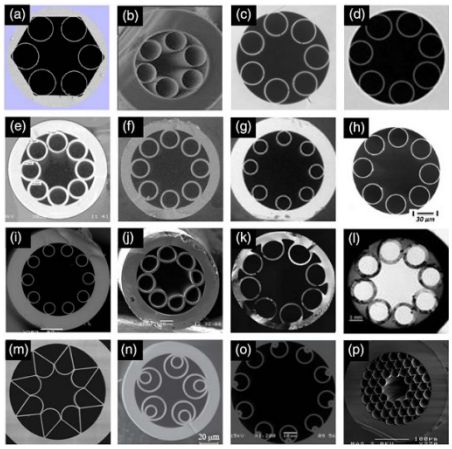

Рис. 12 СЭМ-фотографии поперечного сечения различных полых световодов. Ссылки на соответствующие работы можно найти в [44].

Следующим этапом в развитии PC было добавление отражающих слоёв в оболочке. В работе [45] было предложено создать световод с одним рядом двойных вложенных капилляров в оболочке. Капилляр оболочки, приплавленный к внешней опорной трубе, содержал в своей полости ещё один капилляр. Теоретически было показано [46], что данная конструкция обеспечивает меньшие потери в сравнении с аналогичной структурой, где капилляры оболочки не содержат вложенных элементов. Также в этой работе такой световод был продемонстрирован экспериментально (Рис. 12(o)). Но создание оболочки с вложенными капиллярами усложняет технологию изготовления световода. Дополнительную сложность вносит тот факт, что толщины стенок обоих капилляров должны быть очень близки для создания полос пропускания в одних и тех же спектральных областях. Световод, продемонстрированный в работе [45], этому требованию не отвечал. Впоследствии в работе

[47] был продемонстрирован револьверный световод с вложенными капиллярами в оболочке, где это требование было выполнено (Рис. 12(n)).

Использование вложенных капилляров в оболочке PC позволило в дальнейшем существенно снизить оптические потери. На сегодняшний день самые низкие потери, достигнутые в PC (0,28дБ/км), опубликованы в работе [9]. PC из данной работы имеет шесть вложенных капилляров в оболочке и диаметр сердцевины 37,2 мкм (Рис. 13). Толщина стенок внешних капилляров составила 0,5 мкм, а внутренних на 6% больше. Длина световода при этом составила 1700 м. Более того, пропись при помощи OTDR (Optical Time Domain Reflectometer) не выявила на всей длине дефектов или точек рассеяния. Подобная точность изготовления PC позволила получить потери 0,28 дБ/км в области 1550 нм. Расчёты показывают, что в этих потерях только 0,02дБ/км вызвано изгибными потерями и 0,1 дБ/км объясняется поверхностным рассеянием, которое является единственным действительно фундаментальным механизмом потерь в световоде. Авторы считают данную оценку потерь на рассеяние завышенной и планируют уточнить используемую модель. Также произведены оценка модового состава световода и измерения S^2 [48]. По оценкам потери для моды LP_{11} составляют 11,4 дБ/км.

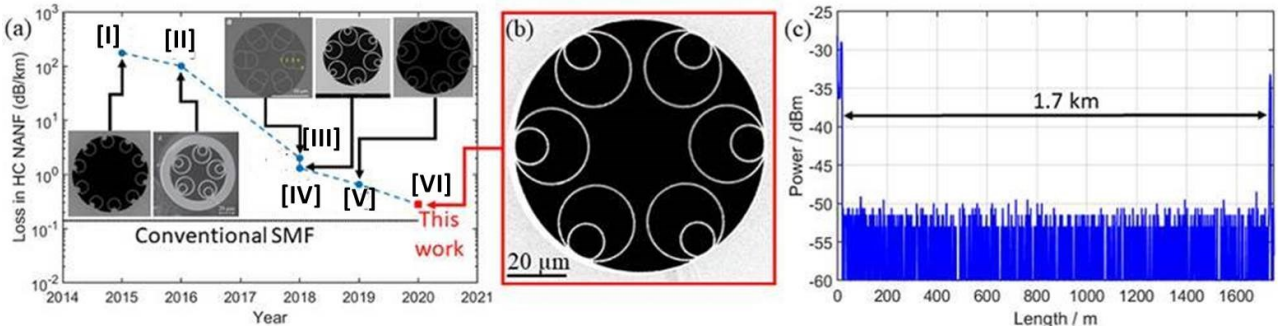

Рис. 13. a – Динамика потерь в PC за последние годы. [I] – [45]**, [II] –** [47]**, [III] –** [49]**, [IV] –** [50]**, [V] –** [51]**, [VI] – [9]; b – СЭМ-фотография поперечного сечения полученного световода; c – пропись OTDR. [9]**

Также вопрос добавления отражающих слоев в оболочку PC (в основном в виде вложенных капилляров) исследовался с использованием численного моделирования в ряде работ [46,52–58]. Авторы отмечали, что потери револьверных световодах с вложенными капиллярами в оболочке ниже аналогичных с одиночными капиллярами. Теоретические исследования подобных световодов показали широкий набор параметров, варьирование которых, в принципе, позволяет получить потери, сравнимые или даже ниже, чем в стандартных световодах SMF.

Также снизить потери в PC удалось и другим способом: не с использованием вложенных капилляров, а путём изготовления капилляров с перепонкой (Рис. 14). В работе [49] была предложена новая структура PC. Капилляры оболочки данного световода имеют перепонку в середине. При этом толщины всех стеклянных слоёв получились довольно близкими. Диаметр

сердцевины получившегося световода составил 30,5 мкм, а толщины соответствующих стеклянный слоёв 1,12, 1,06, и 1,16 мкм для слоёв 1, 3 и 5 соответственно (Рис. 14). В данном световоде достигнуты потери в 2 дБ/км на длине волны 1512 нм. Как отмечают сами авторы, для достижения потерь ниже 1 дБ/км необходимо снизить возникающие при вытяжке световода неоднородности структуры. В измеренном спектре потерь пик на 1380 нм обусловлен поглощением OH^-. Пики в спектре потерь световода, присутствующие на краях полосы пропускания, в области 1281, 1295, 1318 и 1620 нм, вероятно, возникают из-за небольшого несоответствия условий антирезонанса для различных стеклянных слоев. Данное несоответствие можно оптимизировать путем более детального контроля толщины стеклянных мембран. Измеренные изгибные потери на длине волны 1512 нм при радиусах изгиба 10, 7 и 5 см составили 0,7, 1,2 и 5 дБ/км соответственно. Модовый состав световода был проанализирован с помощью метода S^2 [48]. Измерения показали, что при длинах световода больше чем 15 м в световоде присутствует только основная мода. Также при длине световода 5 м интенсивность мод более высокого порядка может быть снижена на 5 дБ и более при уменьшении радиуса намотки волокна с 48 до 10 см.

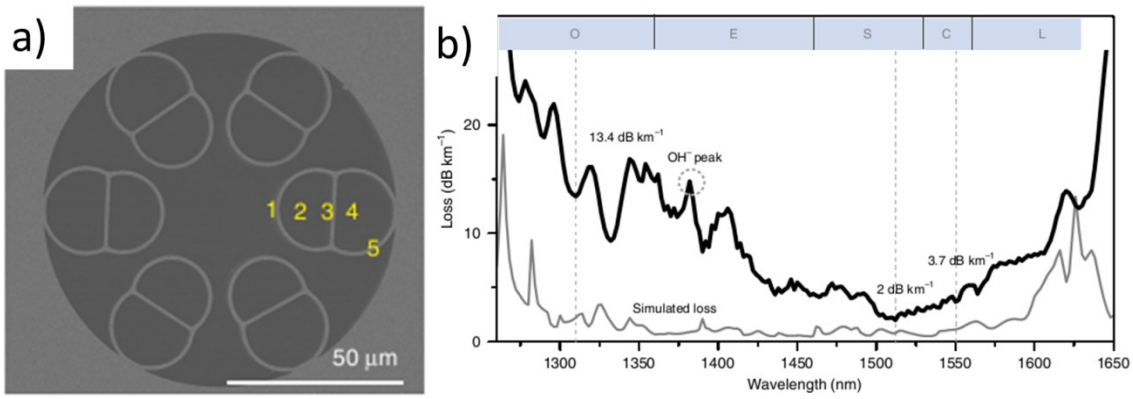

Рис. 14 ***a – СЭМ-фотография поперечного скола полого световода с двойными капиллярами в оболочке; b – соответствующие этому световоду спектры потерь. Черная линия – потери, полученные экспериментально. Серая линия – расчётные потери основной моды для данной структуры световода. Сверху на графике указаны обозначения телекоммуникационных спектральных диапазонов.*** [49]

Также авторы проводят численное моделирование, в котором сравнивают различные структуры PC: единичный элемент структуры оболочки представляет собой круглый капилляр, капилляр с одной перепонкой или капилляр с двумя перепонками (Рис. 15). Расчёты показали снижение потерь при каждом добавлении перепонки в капилляр оболочки. В световоде, оболочка которого составлена из капилляров с двумя перепонками, в теории могут быть получены потери ниже 0,1дБ/км.

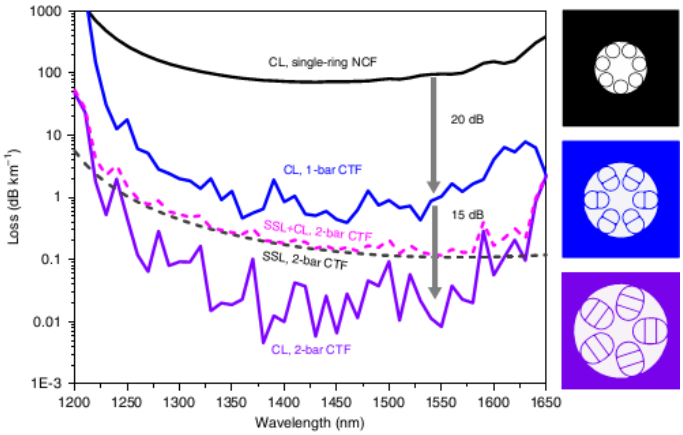

Рис. 15 ***Расчетные спектры потерь для структур, приведённых справа. CL – confinement loss (потери на вытекание) ,SSL – surface scattering loss (потери из-за рассеяния на неоднородностях поверхности), NCF – negative-curvature fiber (световод с отрицательной кривизной), CTF - conjoined-tube fiber (световоды с составными капиллярами).*** [49]

Оба этих способа – добавление внутренних капилляров в капилляр оболочки или добавление перепонок в капилляр оболочки – увеличивают количество отражающих слоёв оболочки, что, по понятным причинам, влечет за собой снижение потерь на вытекание. Однако это и усложняет процесс изготовления таких световодов. Потери в полученных реальных световодах с такими структурами всё еще выше, чем в стандартном световоде SMF, но результаты этих работ показывают, что минимальный предел оптических потерь в полых световодах ещё не достигнут и полые световоды могут конкурировать с полностью стеклянными не только в области передачи излучения высокой интенсивности, но по уровню потерь. Это делает полые световоды также перспективными кандидатами для передачи информации.

Также с использованием моделирования исследовался вопрос о влиянии изменения формы капилляров на оптические свойства PC [52,58–60]. Авторы этих работ исследовали влияние геометрии капилляров оболочки на потери в световоде. Было показано (Рис. 16), что при увеличении эллиптичности потери в световоде снижаются. Как отмечают и сами авторы, изготовить световоды с эллиптичными капиллярами в оболочке будет существенно сложнее, чем световоды с круглыми капиллярами. В процессе вытяжки капилляров для заготовки световода действительно может возникать небольшая эллиптичность [47]. Но, во-первых, представляется сложным получить капилляр с большей эллиптичностью, а, во-вторых, в процессе вытяжки силы поверхностного натяжения при высокой температуре будут стремиться придать округлую форму эллиптичным капиллярам. Вышеперечисленные доводы, и тот факт, что до сих пор такие световоды не были получены экспериментально, говорят о том, что на данный момент структура полого револьверного световода с эллиптичными капиллярами в оболочке не является перспективной.

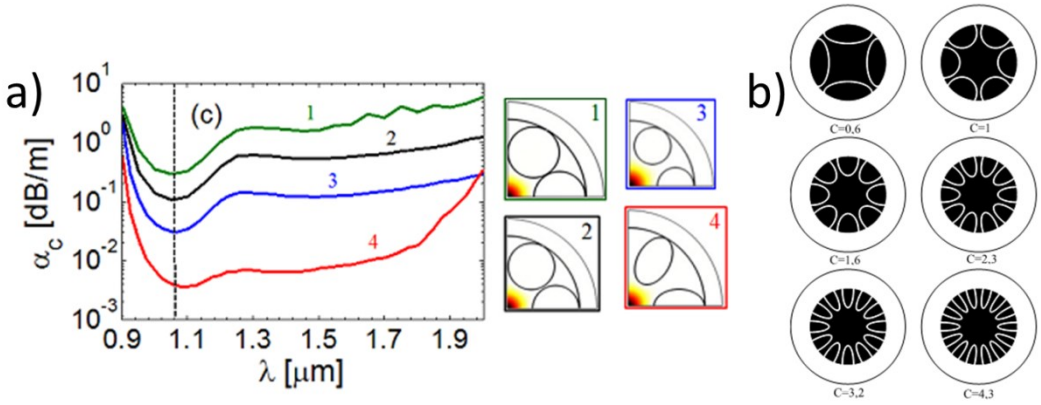

***Рис. 16** a – расчетные спектры потерь для структур, приведённых под номерами 1-4. Штрихованной линией обозначена длина волны 1,06 мкм. Все структуры световодов 1-4 имеют диаметр полой сердцевины 30 мкм и толщину стенки капилляров 0,42 мкм* [59]. *b – примеры поперечного сечения структур, для которых проводились расчёты в* [60]. *Анализируется влияние эллиптичности капилляров оболочки на потери в световоде. Параметр C – отношение полуосей эллиптичного капилляра в оболочке.*

1.6 Револьверные световоды из других материалов

1.6.1 Револьверные световоды для среднего и дальнего ИК диапазонов

РС обладают более простой для изготовления структурой по сравнению с другими типами полых микроструктурированных световодов. Создание световодов типа honey-comb или kagome предполагает получение заготовки из большого числа тонких капилляров, уложенных в опорной трубе, с последующим их спеканием и вытяжкой. В то время как для создания РС требуется заготовка, состоящая только из одного ряда капилляров в опорной трубе. Как в исходных трубках (Heraeus F300), так и в полученных из них капиллярах неизбежно присутствует определённый разброс в геометрических параметрах, который только увеличивается после технологических операций. Кварцевое стекло является, во-первых, самым оптически прозрачным материалом, и, во-вторых, очень удобным в технологическом плане из-за широкого диапазона температур в котором можно производить вытяжку и технологические операции. Другие же материалы, прозрачные в более длинноволновом диапазоне, такие как полимеры и мягкие стекла, не обладают ни первым, ни вторым качеством.

Как будет показано ниже, РС из кварцевого стекла способны вести излучение с потерями не выше 50 дБ/км на длине волны 3,39 мкм [30] или 1 дБ/м на длине волны 4,4 мкм [61]. Увеличение потерь с ростом длины волны обусловлено резким возрастанием оптических потерь кварцевого стекла в этом диапазоне. Однако давно существует потребность в создании световодов, способных работать в среднем и дальнем ИК-диапазонах (особенно для передачи

излучения CO и CO_2 лазеров). Такую задачу решают световоды с твердотельной сердцевиной [62] – стеклянные (фторидные и халькогенидные стекла), моно- и поликристаллические.

Все твердотельные материалы, разработанные для создания волноводов в среднем ИК диапазоне на сегодняшний день, страдают от одних и тех же проблем. Чтобы материал имел низкие потери в среднем ИК диапазоне, край фононного поглощения материала должен располагаться на большей длине волны, чем в традиционных оксидных стеклах. Длина волны фононного края определяется колебаниями атомов, составляющих структурную сетку материала. Чтобы переместить край фононного поглощения в более длинноволновую область, атомные массы элементов должны быть увеличены, или же энергии связи между атомами должны быть уменьшены. К сожалению, это также приводит к тому, что химические связи в материале становятся слабее, а температура плавления снижается, в сравнении с традиционными кварцевыми стеклами. Материалы со слабыми химическими связями и низкими температурами плавления, также склонны обладать гораздо более низкой лазерной стойкостью. Низкие пороги повреждения и температуры плавления большинства материалов, пропускающих ИК-излучение, являются ограничивающими факторами для использования этих материалов во многих областях. Полые же волноводы не страдают от этих проблем. Отсутствие твердой среды, которая может быть повреждена или расплавлена, приводит к гораздо более надежной системе доставки излучения.

Также в данных материалах сложно добиться той же степени чистоты, что и в кварцевом стекле. В результате вышеперечисленных причин для среднего и дальнего ИК диапазонов в световодах с твердотельной сердцевиной сложно добиться низких потерь, а оптическая стойкость таких материалов существенно ниже, чем стойкость кварцевого стекла, и, как следствие, они не способны передавать излучение высокой интенсивности. Для решения подобной задачи ещё в 1970-е годы были созданы полые световоды, представляющие собой отверстие прямоугольного или круглого сечения в диэлектрике или проводнике ([62], глава 7 и ссылки в ней).

Как уже было упомянуто, револьверные световоды представляют собой следующий этап развития идеи полого световода после отверстия в диэлектрике или тонкостенной диэлектрической трубки. Приведём известные на сегодняшний день результаты по созданию полых световодов для среднего и дальнего ИК диапазонов.

Ряд исследований был направлен на создание полых световодов из мягких стёкол [63–66]. На сегодняшний день были получены РС из сульфида мышьяка (As_2S_3) [67,68] и других халькогенидных стекол [69,70]. Данные стёкла прозрачны в среднем и дальнем ИК-диапазонах, что теоретически позволяет на их основе создать для этих диапазонов РС с низкими потерями.

Этапы сборки заготовки и вытяжки световода аналогичны технологическим этапам при сборке и вытяжке РС из кварцевого стекла. Однако на практике данные материалы вносят весьма существенные отличия и дополнительные сложности в технологический процесс.

В работе [67] был продемонстрирован световод из сульфида мышьяка (As_2S_3) с полосой пропускания 1,5-8 мкм с минимумом потерь около 3 дБ/м на длине волны 4,8 мкм (Рис. 17). Высокие потери в области 4,1 мкм связаны с поглощением в самом стекле. Внешний диаметр световодов составил 700-900 мкм. Потери, полученные в данных световодах, выше оптических потерь в самом сульфиде мышьяка.

В работе [70] был впервые продемонстрирован РС из халькогенидного стекла (Рис. 18). Для создания световода использовалось секло $Te_{20}As_{30}Se_{50}$. Внешний диаметр световода составил 750 мкм, а диаметр сердцевины 380 мкм. Полоса пропускания световода располагается в диапазоне 8-11 мкм с минимумом потерь 11 дБ/м на длине волны 9,5 мкм. Потери на длине волны CO_2 лазера составили 13,5 дБ/м.

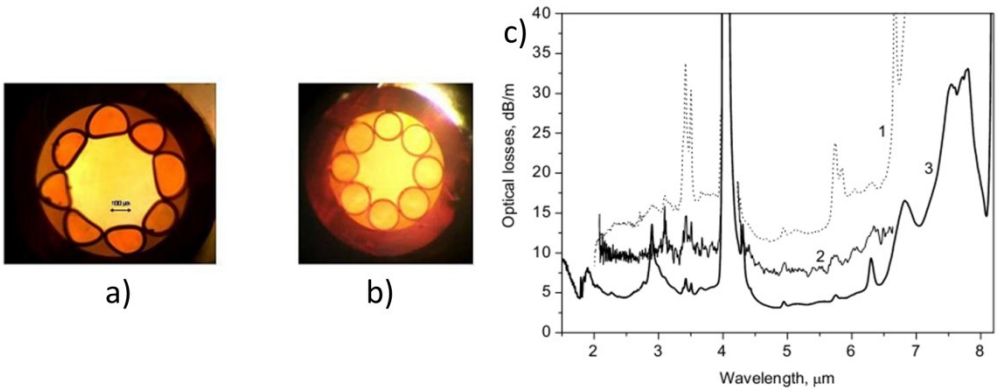

Рис. 17 *a,b – фотографии поперечных сколов световодов из As_2S_3. c – измеренные для данных световодов оптические потери. 1 –световод (a), иммерсированный Ga; 2 – световод (a), иммерсированный Ga-In; 3 –световод (b), иммерсированный Ga-In.* [67]

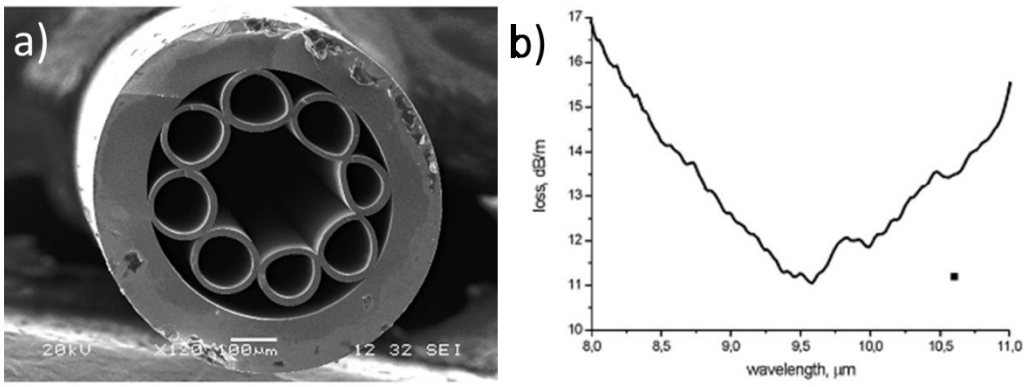

Рис. 18 *a – СЭМ-фотография поперечного скола световода из $Te_{20}As_{30}Se_{50}$. Диаметр сердцевины 380 мкм; b – измеренные оптические потери световода. Квадратная точка – потери измеренные с помощью CO_2 лазера.* [70]

В работе [68] так же был продемонстрирован световод из сульфида мышьяка (As_2S_3) с полосами пропускания в диапазонах 2-8 мкм и 9,5-11,5 мкм (Рис. 19). При этом минимальные потери в световоде достигнуты на длине волны 10,0 мкм и составили 2,1 дБ/м, что более чем на два порядка ниже, чем потери в самом материале из которого сделан световод (380 дБ/м).

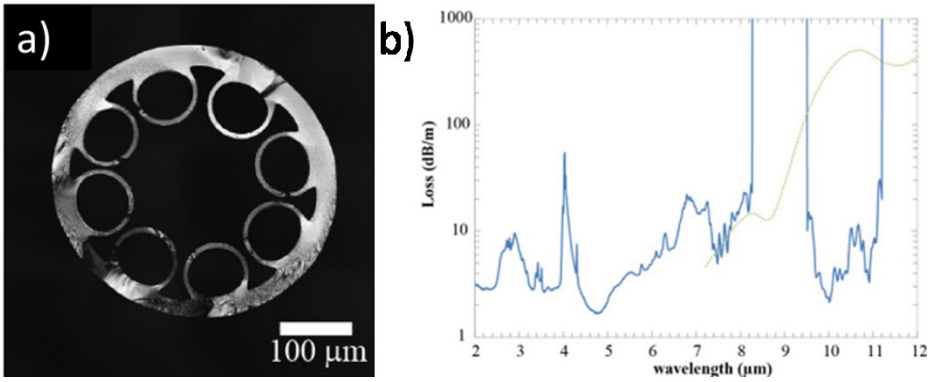

Рис. 19 *a – СЭМ-фотография полого световода из As_2S_3. b– спектр потерь световода (синяя линия) и потери в As_2S_3 (пунктирная линия).* [68]

1.6.2 Полые световоды для ТГц диапазона

Для ТГц диапазона были предложены различные структуры оболочки волноводов с полой сердцевиной, такие как отдельные диэлектрические трубки [71–75] и микроструктурированные волноводы [76–80]. Несмотря на то, что первые очень просты в изготовлении, они обладают и более высокими потерями по сравнению с микроструктурированными волноводами с тем же диаметром сердцевины [16]. Для достижения малых потерь требуются большие размеры сердцевины, но это приводит к распространению внутри полой сердцевины мод более высокого порядка [74,79]. Для решения этой проблемы были предложены металлические покрытия [71]. Однако для них необходимы сложные методы осаждения, чтобы получить очень тонкие металлические слои, которые не влияют на гибкость конечной структуры. Микроструктурированные полые волноводы предлагают решение этих проблем. Пониженное вытекание электромагнитного излучения по сравнению с отдельными трубками позволяет использовать меньший размер сердцевины, что делает моду полой сердцевины менее чувствительной к внешним возмущениям [76,78,79,81].

Для ТГц диапазона получены и экспериментально исследованы волноводы двух типов: kagome и PC. Оболочку таких волноводов можно рассматривать как состоящую из множества полых трубок различной формы [76,79]. В [76] был продемонстрирован волновод типа kagome для ТГц диапазона, собранный из труб из полиметилметакрилата (на 1 ТГц n=1.60, α = 12 $см^{-1}$). Также было показано, что PC из этого материала позволяют получить более низкие потери и более широкие полосы пропускания по сравнению с kagome волноводами [16].

В работе [76] были представлены волноводы типа kagome из полиметилметакрилата для ТГц диапазона (Рис. 20). Внешний диаметр волноводов 5 и 6,8 мм с внутренними диаметрами 1,6 и 2,2 мм соответственно. Сердцевина получена удалением 7 капилляров из центра заготовки. Оболочка сформирована шестью рядами капилляров. Потери в данных волноводах составили прядка 1 $см^{-1}$ в диапазоне 0.75 - 1.0 ТГц и около 0.6 $см^{-1}$ в диапазоне 0.65 - 1.0 ТГц соответственно. Потери в волноводах оказались в 20 раз ниже, чем в материале оболочки.

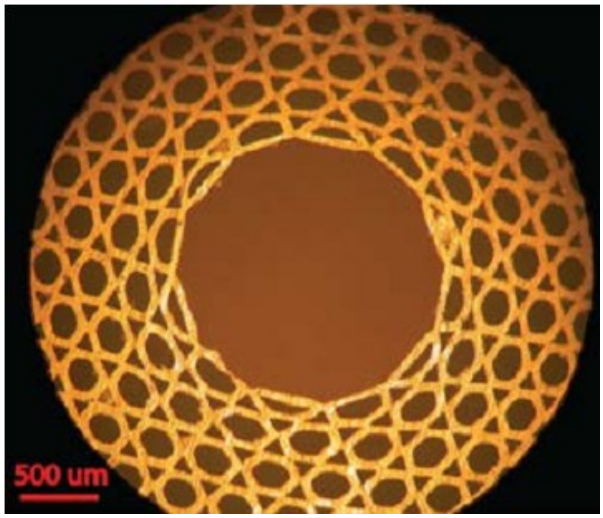

Рис. 20 *Вид поперечного сечения kagome световода из полиметилметакрилата для ТГц диапазона.* [76]

В работе [82] был продемонстрирован PC из полиметилметакрилата для ТГц диапазона (Рис. 21). Проведено численное моделирование и измерены потери в прямом и изогнутом волноводе. Волновод представляет собой один ряд из восьми соприкасающихся капилляров уложенных в опорную трубу. Диаметр сердцевины световода составил 3,24 мм. Потери в волноводе составили 0,3 и 0,16 дБ/см на частотах 0,375 и 0,828 ТГц соответственно. Данные значения соответственно в 31 и в 272 раза ниже чем потери в самом полиметилметакрилате на этих частотах.

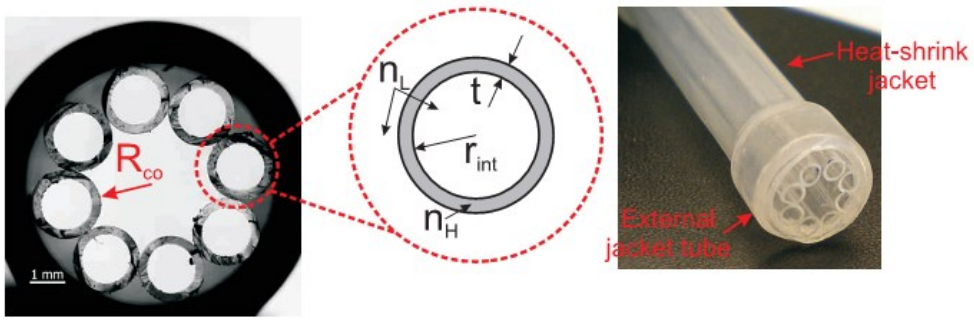

Рис. 21 *Слева – фотография поперечного сечения PC из полиметилметакрилата. Справа – фотография внешнего вида световода.* [82]

Приведённые выше результаты демонстрируют, что для ТГц диапазона могут быть получены микроструктурированные волноводы с полой сердцевиной из доступных полимеров.

1.7 Различные применения полых световодов из кварцевого стекла

Коротко перечислим различные применения полых световодов из кварцевого стекла в науке и технике.

- Развитие волоконной оптики неразрывно связано с повышением интенсивности передаваемого по световодам лазерного излучения. Этот рост явным образом ограничивают нелинейные эффекты в используемых для световодов стёклах (напр., вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, рамановское рассеяние, четырехволновое смешение). Единственной средой с минимально возможной нелинейностью является газ или, что лучше, вакуум. В полых световодах излучение распространяется в основном по воздуху (в РС с одним рядом капилляров в оболочке доля излучения, распространяемая по воздуху, по расчётам составляет 99,993% [34], аналогичная величина в honey-comb световодах – более 99% [12,83]). Этот факт позволяет снизить возникающие нелинейные эффекты на несколько порядков по сравнению со световодами со стеклянной сердцевиной. Это делает полые световоды подходящей средой для передачи лазерного излучения высокой интенсивности, что было продемонстрировано в ряде работ [41,84–86]. Кроме того РС обладают низкой (порядка 5 пс/(нм·км) [38,41,87]) в сравнении с полыми световодами с фотонно-кристаллической оболочкой (порядка 500 пс/(нм·км)[88]) дисперсией групповых скоростей, что также позволяет передавать ультракороткие импульсы без сильных искажений длительности импульса [38].
- Возможность передачи излучения высокой средней мощности с минимальными нелинейными эффектами также важна при передачи больших объёмов данных по одному световоду. Несмотря на то, что научное сообщество активно ищет решение данной проблемы и полые световоды являются одним из возможных решений [89], широкое применение полых световодов в области телекоммуникаций остаётся на сегодняшний день дальней перспективой. Однако тот факт, что мода в полой сердцевине распространяется по воздуху и, как следствие, распространяется со скоростью, близкой к скорости света в вакууме, позволяет сократить время передачи информации на 30% по сравнению с традиционными световодами с полностью стеклянной сердцевиной. И данная возможность может найти применение в передачи информации между крупными торговыми площадками ценных бумаг.
- Также возможность передавать лазерное излучение как высокой средней так и высокой пиковой мощности позволяет использовать полые световоды для доставки излучения с целью обработки материалов [90].

- Одно из уникальных свойств полых световодов, которым, по понятным причинам, не обладают световоды с полностью стеклянной сердцевиной – это возможность заполнения полой сердцевины газом. С момента появления кварцевых световодов с низкими потерями стало понятно, что такие световоды являются уникальной средой, где свет может распространяться при высокой интенсивности на большие расстояния, без известных ограничений, присущих излучению, сфокусированному линзой. По данной причине стало возможным создать эффективные рамановские лазеры на основе таких световодов. Аналогичная история, как мы можем наблюдать, произошла и с появлением полых световодов с низкими потерями. С их появлением стало возможным с бóльшими эффективностями генерировать излучение от глубокого УФ [91] до среднего ИК [92] диапазонов. Также использование рамановского преобразования лазерного излучения в газах открывает широкий набор возможностей по получению лазеров на «новых» длинах волн. Получаемая частота излучения является разностью частот накачки и частоты рамановского сдвига используемого газа. Ниже в таблице приведены длины волн основных доступных мощных лазеров, газы с частотами стоксовых сдвигов и, как следствие, возможные для генерации длины волн.

  Таблица 1.Длины волн генерации, получаемые в результате рамановского преобразования при различных вариантах накачки различных газов. Цветом выделены длины волн, уже полученные с использованием полых световодов.

Газ	**ВКР сдвиг, $см^{-1}$**	**Стоксова длина волны при накачке 1,06 мкм**	**Стоксова длина волны при накачке 1,55 мкм**	**Стоксова длина волны при накачке 2,0 мкм**
H_2	4155	1,89 мкм	4,35 мкм	11,8 мкм
HD	3628	1,72 мкм	3,54 мкм	7,29 мкм
D_2	2991	1,55 мкм	2,89 мкм	4,98 мкм
CH_4	2916	1,53 мкм	2,83 мкм	4,8 мкм
N_2	2331	1,41 мкм	2,43 мкм	3,75 мкм
O_2	1552	1,27 мкм	2,04 мкм	2,9 мкм
CF_4	980	1,18 мкм	1,83 мкм	2,49 мкм

  Данная таблица показывает широкий ряд «новых» длин волн доступных для генерации лазерного излучения. На данный момент была получена генерация в водороде на длине волны 1,9 мкм (накачка на 1,06 мкм) [93], а также на длине волны 4,4 мкм (накачка на 1,55 мкм) [92]. Также была получена генерация в водородно-дейтериевой смеси на длинах волн 2.9, 3.3 и 3.5 мкм (накачка на 1,55 мкм) [94]. Важным моментом является то, что помимо рамановских газовых лазеров с использованием полых световодов, был также получен газовый лазер, генерирующий излучение за счёт инверсной населённости. Генерация была получена в ацетилене (C_2H_2) в диапазоне 3,1-3,2 мкм с диодной накачкой

на 1,5 мкм [95–97]. Также была получена лазерная генерация с накачкой электронным пучком [98,99].

- Важным свойством полых световодов, недоступным для световодов с полностью стеклянной сердцевиной, является возможность изменения дисперсии в готовом световоде путём изменения давления, типа или состава газа, заполняющего полую сердцевину [100,101]. Данное свойство является полезным при получении и исследовании нелинейных явлений при взаимодействии излучения с газом, в частности явления генерации суперконтинуума.
- Одним из важных результатов в волоконной оптике последних двух десятилетий является генерация суперконтинуума в полностью волоконной схеме. Данные устройства доведены до стадии готового прибора и работают во множестве лабораторий во всём мире. Исследованиями, направленными на получение генерации суперконтинуума в различных спектральных диапазонах, занимаются при использовании различных вариантов активных сред и накачек. В полых световодах также можно получить генерацию суперконтинуума в результате взаимодействия лазерного излучения с газом. Данные результаты были продемонстрированы в ряде работ [100,102,103].
- Также как и световоды со стеклянной сердцевиной, полые световоды можно использовать для создания датчиков. В различных работах были проанализированы: акустическая чувствительность револьверных световодов [104]; теоретическая возможность создания температурного датчика на основе РС, заполненного жидкостью с зависящим от температуры показателем преломления [105]; температурная чувствительность фотонно-кристаллических световодов [106,107]; возможность создания датчиков газа (CH_4, CO, NO) [108] на основе РС или химических сенсоров [109] на основе фотонно-кристаллических световодов; теоретические и экспериментальные результаты по многофотонной флуоресцентной спектроскопии с использованием полых световодов [110–113].
- Ещё одним интересным применением полых световодов являются устройства на основе микрочастиц, помещённых в сердцевину полого световода и перемещаемых при помощи распространяемого по сердцевине излучения (flying particles) [114]. Подобные устройства позволяют создать датчики электрического поля и температуры с большим пространственным разрешением [115–117].

1.8 Нерешённые проблемы

Полые световоды из кварцевого стекла исследуются и используются не так давно как световоды со стеклянной сердцевиной, и ряд вопросов всё ещё ждет своего решения:

- Одной из важных нерешённых проблем в области полых световодов является их стыковка как со световодами со стеклянной сердцевиной, так и друг с другом. На данный момент в большинстве исследований используется объёмный (при помощи линз и зеркал) ввод излучения, но это, очевидно, не позволяет в полной мере использовать все достоинства волоконной оптики. Физические основы данной проблемы следующие: во-первых, если под стыковкой световодов понимается их сварка, то необходимое для этого повышение температуры уменьшает вязкость стекла. При этом полости микроструктурированной оболочки могут деформироваться или схлопываться под действием сил поверхностного натяжения. Эту проблему можно решить, отказавшись от сварки и ограничившись прецизионной стыковкой торцов световодов; во-вторых, при стыковке со световодами со стеклянной сердцевиной необходимо согласовать моды в обоих световодах, а диаметр сердцевины полых световодов, и, как следствие, диаметр основной моды сердцевины, как правило, больше диаметра сердцевины и моды стеклянной сердцевины. Эту проблему можно решить с использованием специальных конусных световодов со стеклянной сердцевиной, или созданием полого световода с таким диаметром поля моды, который будет обеспечивать согласование с предполагаемым световодом со стеклянной сердцевиной. В ряде случаев удаётся осуществить сварку световодов со стеклянной и полой сердцевиной с потерями 3 дБ [118] или с потерями 1-2 дБ [119] даже при небольшом несовпадении диаметров поля моды стыкуемых световодов.

  Интересным решением проблемы стыковки полых световодов со световодами со стеклянной сердцевиной является технология «nanospike». Для этого световод со стеклянной сердцевиной стравливается так, что образуется перетяжка диаметром меньше, чем диаметр сердцевины полого световода, скалывается в узком месте, и полученный конус вставляется в полую сердцевину. Эффективности ввода при этом составляют около 90%, при измеренном обратном отражении порядка 0,05% [120]. Результаты подобных экспериментов представлены в ряде работ [120–124].
- Аналогично световодам со стеклянной сердцевиной, в световодах с полой сердцевиной есть необходимость задавать определённые свойства распространяемого излучения, такие как поляризация и модовый состав. На сегодняшний день существует множество работ, где данные вопросы исследуются как теоретически (для PC [54,56,58,125]), так и экспериментально. Вне зависимости от типа полого световода, изменение его

поляризационных свойств или модового состава происходит за счёт изменения структуры оболочки световода. Для револьверных световодов теоретически найдена конструкция оболочки, способная отфильтровывать и поддерживать линейную поляризацию распространяемого излучения [126]. Также для РС проведены теоретические и экспериментальные исследования влияния геометрии оболочки на модовый состав световода [127]. Для световодов типа honey-comb найдена конструкция, которая обеспечивает теоретически и экспериментально как линейную поляризацию, так и одномодовость световода [128,129].

- Но всё же остаётся ряд вопросов, в которых полые световоды уступают полностью стеклянным. При использовании световодов со стеклянной сердцевиной уже давно вошло в обиход использование таких инструментов как разветвители/объединители и зеркала, записанные в сердцевине световода. Данные элементы позволяют создавать различные схемы лазеров и прочих устройств, и при этом, что принципиально важно, вся схема остаётся в полностью волоконном исполнении без использования объемной оптики. Аналогичные инструменты для полых световодов пока не созданы.

1.9 Физические принципы волноводного механизма и численное моделирование свойств револьверных световодов

1.9.1 Физические принципы волноводного механизма. Аналитическое решение для упрощённых моделей

В данном разделе опишем физические принципы, ответственные за возникновение волноводного механизма в РС, и приведём вариант последовательности действий для определения всех параметров, которые необходимо задать для создания реального РС.

Расчет будет произведён для двух длин волн 1,55 и 4,4 мкм. Для кварцевого стекла это довольно показательно, так как длина волны 1,55 мкм соответствует диапазону с низкими потерями(~0,2 дБ/км), а в области 4,4 мкм потери достигают уровня 1000 дБ/м. В результате будет наглядно показано (как и далее в главе 2) влияние материальных потерь на потери в РС.

Как было показано выше, РС могут быть выполнены в различных вариантах и из различных материалов. И существует довольно широкий спектр задач, которые РС могут решать. Но для каждой конкретной задачи часто требуется конкретный вариант конструкции РС. Чтобы получить реальный РС, необходимо определить ряд параметров, таких как: материал световода, диаметр полой сердцевины, диаметр оболочки, каличество капиляров и их внешний диаметр, толщина стенки капилляров (определяется интересующим оптическим диапазоном) и

расстояние между капиллярами. Некоторые из этих параметров связаны друг с другом, но всё равно выбор конечных параметров РС остаётся многофакторной задачей. При этом прямое численное моделирование оптических свойств модели РС методом конечных элементов представляет собой сложную задачу, которая требует относительно длительного времени расчета. В связи с этим представляется разумным для подбора параметров РС использовать в начале упрощённые модели, позволяющие быстро на качественном уровне определить или оценить основные свойства и параметры РС, а потом переходить к численному моделированию методом конечных элементов (к примеру, в програмной среде Comsol Multyphysics). Для ускорения оптимизации параметров геометрии световода могут использоваться упрощенные модели волоконных световодов с полой сердцевиной, особенно те модели, которые позволяют получить аналитические выражения для оптических потерь световода.

Волноводные свойства револьверных световодов можно относительно просто объяснить, используя метод последовательных приближений для описания распространения света по световоду:

1. В известной модели круглого полого световода (ПС) [3] световедущая структура представлена в виде полой диэлектрической трубки с толстыми стенками из стекла. Для нас наибольший интерес представляют кварцевое стекло (КС) и халькогенидное стекло (ХС). В этой модели волноводные свойства обеспечиваются френелевским отражением от внутренней поверхности трубы при скользящем падении (см. Рис. 22 a, b).
2. Коэффициент отражения от стенки трубки может быть увеличен по сравнению с ПС путем использования тонкой стенки с отражением от двух поверхностей. Такая модель трубчатого световода (ТС) была рассмотрена в [130] (см. Рис. 22c, d). Намного позже этот же механизм был рассмотрен в [7] и получил название ARROW (Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide – антирезонансный отражающий оптический волновод).

   Фактически, стенки представляют собой интерферометр Фабри-Перо, который имеет высокую пропускную способность, когда выполняется условие резонанса, возникающее, если в стенке укладывается целое число полуволн. При этом происходит эффективное вытекание света из полой сердцевины световода, а длины волн, удовлетворяющие этому условию, формируют области высоких потерь световода. Длины волн между резонансными значениями эффективно отражаются от оболочки и формируют полосы пропускания световода.
3. Будучи добавленным к двум предыдущим механизмам (френелевское отражение, конструктивная интерференция света, отраженного от двух поверхностей), отрицательная кривизна границы сердцевина-оболочка [28] еще более снижает оптические потери более чем на порядок (в зависимости от геометрических параметров структуры). Этот эффект

является результатом увеличения коэффициента отражения из-за уменьшения угла скольжения лучей при падении на поверхности с отрицательной кривизной. Расчёты в ряде работ показывают [46], что в РС поле моды полой сердцевины в радиальном направлении спадает быстрее между капиллярами оболочки, чем в самих капиллярах.

4. Фактором, влияющим на потери на вытекание для мод полой сердцевины, является связь мод полой сердцевины с модами оболочки. Данное явление наблюдается при совпадении реальных частей эффективного показателя преломления этих мод. Данный эффект наблюдался как теоретически [44,70,82,131,132], так и экспериментально [133]. При этом происходит перенос энергии от мод сердцевины к модам оболочки и, поскольку моды оболочки имеют существенно более высокие потери, эта связь приводит к увеличению потерь мод сердцевины. Подавление этого эффекта является одним из факторов, снижающим оптические потери световода.

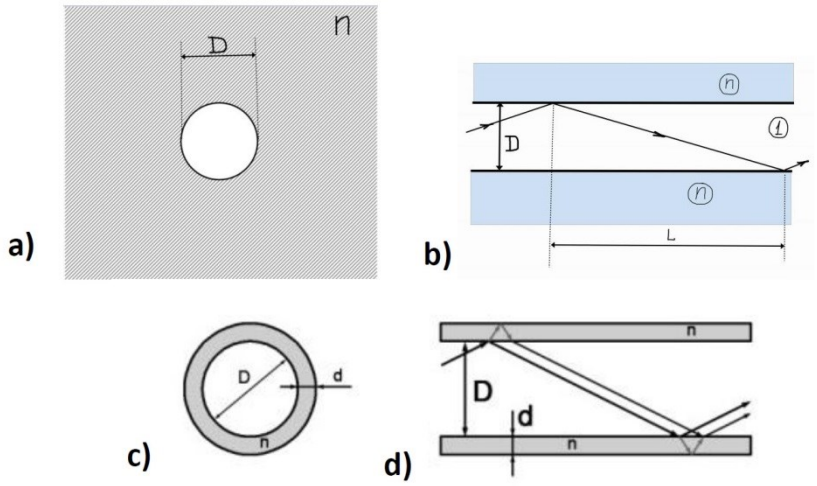

Рис. 22 *Полый световод (ПС), представляющий собой цилиндрический канал в диэлектрике с показателем преломления n; a) поперечное сечение, b) схема распространения излучения вдоль оси ПС. Цилиндрический трубчатый световод (ТС), представляет собой капилляр со стенками, достаточно тонкими, чтобы проявлялись интерференционные явления при отражении излучения; c) поперечное сечение ТС, d) схема распространения излучения вдоль оси ТС.*

Стоит отметить, что полые световоды не могут являться одномодовыми в том же смысле, что и световоды со стеклянной сердцевиной. В полой сердцевине световода могут существовать различные моды, но потери для них различны. Если удаётся получить световод, в котором потери основной моды существенно ниже, чем потери мод более высокого порядка [125,129], то в этом смысле такой полый световод называют одномодовым. Также возможно продемонстрировать одномодовость световода следующим образом: для ввода в полый световод используется одномодовый источник излучения, при этом ось световода смещается относительно оси вводимого излучения в плоскости, перпендикулярной оси световода [40,41]. Если при этом на выходе световода наблюдается только основная мода, то световод также

считается одномодовым (для используемой длины волны). Важным параметром при этом является используемая длина световода (пояснено в этом разделе ниже). Также распространённым способом анализа качества излучения, и, косвенно, модового состава, является измерение параметра M^2 [134].

Но наиболее информативными методами определения модового состава стало измерение S^2 [48] и построение зависимостей для групповой задержки мод при различных длинах световода [49,51,135].

Также существует специфика при измерении потерь в полых световодах. Как было упомянуто выше, в полых световодах нет ограничения на существование в полой сердцевине и распространения по ней различных мод, отличающихся уровнем потерь. По этой причине при измерении потерь в световоде методом “cut-back” при возбуждении световода многомодовым источником важно понимать, как меняется модовый состав по длине световода. Моды более высокого порядка, как правило, имеют более высокие потери. Поэтому часто в полых световодах наблюдается следующая картина: сразу после ввода излучения в световоде распространяется большое количество мод, из-за высоких потерь моды более высокого порядка вытекают на расстоянии порядка нескольких метров (см., к примеру, Рис. 30), далее в световоде устанавливается постоянный модовый состав, потери для которого и имеет смысл определять. Для этого, при измерении потерь методом “cut-back” рекомендуется делать несколько измерений на разных длинах световода (Рис. 30). Если этого не сделать и второе измерение произвести на слишком короткой длине световода, то полученное значение потерь будет завышено.

Другим вариантом как для измерения потерь, так и для проведения других экспериментов, является возбуждение в полом световоде только основной моды. Это возможно сделать, если использовать одномодовый источник и согласовать его излучение с излучением основной модой световода. К примеру, при фокусировке коллимированного излучения одномодового лазера необходимо точно согласовать диаметр поля в перетяжке с диаметром поля основной моды световода. В качестве простого приближения для РС можно считать, что диаметр поля основной моды по уровню $1/e^2$ составляет $0{,}73 \cdot D_{core}$, где D_{core} – диаметр полой сердцевины (диаметр вписанной окружности).

Среди упомянутых выше приближений первые два (ПС и ТС) дают аналитические решения для оптических потерь. Обе модели можно считать предшественниками револьверных световодов. Модель ПС обладает высокими оптическими потерями из-за пониженного коэффициента отражения излучения на границе раздела сердцевина-оболочка, поскольку излучение отражается только от одной границы. Модель ТС приводит к меньшим оптическим потерям, поскольку коэффициент отражения на границе раздела сердцевина-оболочка выше,

так как тонкая стенка капилляра действует как отражающий фильтр Фабри-Перо. Но необходимо учитывать, что обе эти аналитические модели не учитывают влияние отрицательной кривизны границы сердцевина-оболочка в РС, которая как теоретически, так и экспериментально приводит к дополнительному (и значительному) снижению оптических потерь в РС по сравнению с моделями ТС и особенно ПС. Тем не менее, модели ПС и ТС, по-видимому, можно использовать для определения некоторых характеристик револьверных световодов до начала крупномасштабного численного моделирования реальных РС. К тому же, как мы увидим далее, модель ТС позволяет с хорошей точностью определить границы полос пропускания РС и дать оценку сверху на его суммарные оптические потери.

Важным свойством РС является возможность передавать излучение даже в тех диапазонах, где материал, из которого сделан световод, обладает высокими оптическими потерями. Также, наглядным является пример влияния высоких материальных потерь на потери в световоде. Поскольку основным материалом для изготовления РС является кварцевое стекло, то данный пример для ПС и ТС мы приведем для среднего ИК диапазона. Используемый спектральный диапазон во многом определяет геометрические параметры рассматриваемых моделей. В качестве примера на Рис. 23 (линия 1) показан рассчитанный спектр оптических потерь для основной моды кварцевого ПС с диаметром полой сердцевины 77 мкм (как и остальные модели в данном примере). Потери в таком световоде в среднем ИК-диапазоне превышают ~100 дБ/м. Отметим, что оптические потери имеют резкий максимум вблизи длины волны 7,3 мкм, где действительная часть показателя преломления кварцевого стекла пересекает значение $Re(n_{SiO2})=1$. В этом случае отражение на границе раздела стекло-воздух практически исчезает, что приводит к резкому увеличению потерь. Световедущие свойства практически отсутствуют, и это справедливо для любой конструкции полого световода из кварцевого стекла. В случае ПС, изготовленного из халькогенидного стекла (показатель преломления ≈2,5 в среднем ИК-диапазоне, см. [136], таблица 5.4), нет никакой особенности в спектре оптических потерь на 7,3 мкм (Рис. 23, график 2).

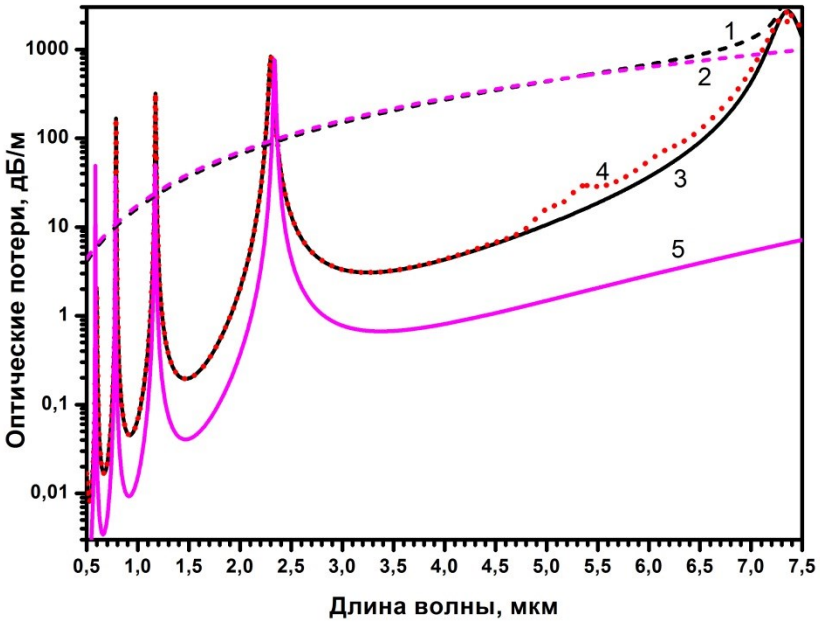

Рис. 23 ***Спектральные зависимости оптических потерь для различных моделей прямых полых световодов. Для всех моделей диаметр полой сердцевины составляет 77 мкм. 1 – потери в ПС из кварцевого стекла; 2 – потери в ПС из халькогенидного стекла; 3 – потери в ТС из кварцевого стекла без учёта материальных потерь; 4 – потери в ТС из кварцевого стекла с учётом материальных потерь; 5 – потери в халькогенидном ТС.*** [137]

Спектр оптических потерь ТС (в отличие от ПС) имеет вид последовательности полос пропускания (Рис. 23, линия 3). Полосы появляются из-за резонансных свойств тонкой стенки, которая окружает полую сердцевину в модели ТС. Границы полос определяются условием резонансного пропускания стеклянной цилиндрической стенки (см. [7]). Минимумы оптических потерь достигаются между максимумами поглощения, а значения оптических потерь на этих длинах волн намного ниже, чем в ПС.

Для удобства описания введём нумерацию полос пропускания. Области высоких потерь пронумеруем соответственно значению m в уравнении (1). Зону, располагающуюся в бóльших длинах волн относительно области высоких потерь, соответствующей $m=1$ в уравнении (1) (~2,2 мкм на Рис. 23), будем называть «нулевой» (полоса пропускания правее 2,2 мкм на Рис. 23). Остальные полосы пропускания, располагающиеся в области меньших длин волн относительно области высоких потерь для $m=1$ (полосы пропускания левее 2,2 мкм на Рис. 23) будем поочерёдно называть 1-ой, 2-ой и т.д.

В данном примере самая длинноволновая полоса прозрачности («нулевая» полоса) ТС имеет ряд особенностей из-за значительных и немонотонных изменений в комплексном показателе преломления кварцевого стекла в среднем ИК-диапазоне. Здесь, как и в случае ПС, наблюдается пик оптических потерь около 7,3 мкм. Пик объясняется только тем, что реальная часть показателя преломления в этой области близка к 1. Поэтому световоды из кварцевого

стекла с полой сердцевиной теряют свои волноводные свойства в окрестности $\lambda \approx 7.3$ мкм. Этот факт необходимо учитывать для правильной интерпретации оптических явлений, наблюдаемых в таких волокнах [138].

Поглощение в кварцевом стекле на длинах волн около 4,5 мкм уже достигает ~3000 дБ/м, а в диапазоне 4,5-5 мкм наблюдается дальнейшее значительное увеличение оптических потерь до ~50000 дБ/м [32]. Такое сильное поглощение материала вносит дополнительный вклад в суммарные потери ТС. Например, Рис. 23 иллюстрирует, что на длинах волн выше ~4,7 мкм общие оптические потери в ТС (Рис. 23, линия 4) начинают заметно отличаться от потерь на вытекание без учёта материальных потерь (Рис. 23, линия 3). Наконец, полные оптические потери халькогенидного ТС (Рис. 23, линия 5) примерно на порядок ниже по сравнению с потерями кварцевых световодов и не имеют пика поглощения вблизи длины волны 7,3 мкм.

Модель ТС предсказывает спектральный сдвиг полос пропускания при изменении толщины стенки капилляров. В результате минимальные значения оптических потерь в ТС достигаются на разных длинах волн. Имеет смысл рассмотреть зависимость величины минимально достижимых оптических потерь в таком световоде для каждой длины волны (с соответствующим изменением толщины стенки капилляров (см. Рис. 22, c и d) [130]. На Рис. 24 показаны такие зависимости для кварцевого стекла без учета материальных потерь (линия 1) и с учетом материальных потерь при условии, что длина волны соответствует центру «нулевой» (линия 2) и «второй» (линия 3) полосы пропускания. Сравнение этих линий показывает, что материальными потерями можно пренебречь только в коротковолновом участке спектра, но при длинах волн выше ~4,7 мкм они существенно увеличивают общие оптические потери. На Рис. 24 также показана аналогичная зависимость для ТС, сделанного из халькогенидного стекла (линия 5). Эта линия была получена для тех же условий, которые использовались для расчета линии 2 в случае кварцевого стекла. Наконец, также для сравнения на Рис. 24 приведены спектры для модели ПС из ХС (линия 4) и из КС (линия 6). Следует отметить, что модель ТС [130] в некоторой степени использует приближение плоского световода, что приводит к зависимости оптических потерь от поляризации излучения. В круглом цилиндрическом ТС такая зависимость, конечно, отсутствует. В приведённом случае использованы данные для поляризации с наименьшим поглощением. Для реального световода потери зависят от длины волны качественно таким же образом, хотя абсолютная величина потерь может быть значительно ниже.

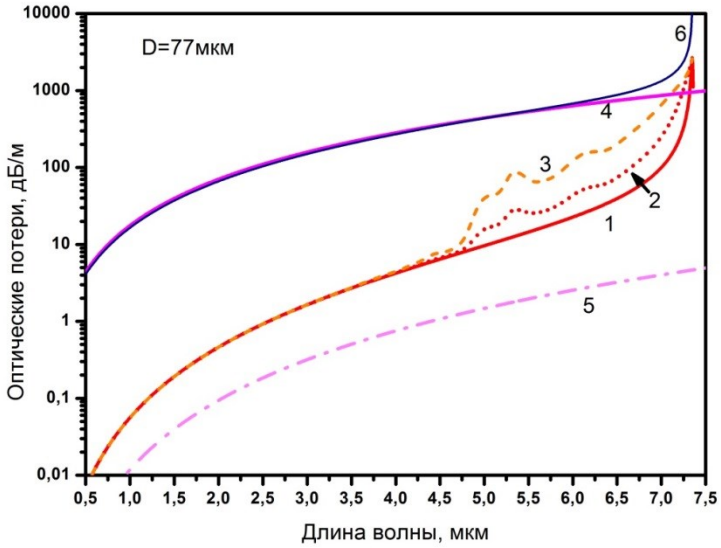

Рис. 24 *Зависимость минимальных потерь ТС (линии 1-3 и 5) и ПС (линии 4 и 6) от длины волны. Для всех графиков диаметр полой сердцевины 77 мкм. 1 – потери в ТС из кварцевого стекла без учёта материальных потерь; 2 и 3 – ТС из кварцевого стекла с учётом материальных потерь. Расчёт проводится для минимума потерь в нулевой (2) и в первой (3) зоне пропускания; 5 – спектр потерь ТС из халькогенидного стекла; Для сравнения приведены спектры потерь ПС из халькогенидного (4) и кварцевого (6) стекла.*

Таким образом, приведенные выше оценки показывают, что световоды с полой сердцевиной, изготовленные из кварцевого стекла, могут иметь оптические потери ~1 дБ/м на длинах волн ниже ~4,7 мкм (еще раз подчеркнем, что для реальных револьверных световодов значения оптических потерь, показанные на Рис. 23 и Рис. 24, следует рассматривать как оценки сверху). В случае халькогенидного ТС материальные потери в среднем ИК-диапазоне достаточно малы, чтобы влиять на общие потери в световоде. Как видно на Рис. 23 и Рис. 24, в спектрах оптических потерь халькогенидных ТС нет дополнительного максимума при ~7,3 мкм. По сравнению с потерями в кварцевом ТС общий уровень потерь в халькогенидном ТС примерно на порядок ниже из-за более высокого коэффициента отражения каждой границы раздела воздух-стекло. Как и следовало ожидать, халькогенидные световоды в принципе позволяют получать РС со значительно меньшими потерями в средней ИК-области. Но производство халькогенидных стекол по-прежнему сталкивается со многими технологическими проблемами, и удовлетворительная технология для производства РС из таких стёкол ещё не разработана [136].

Известно, что для прямых (то есть, не изогнутых) ПС и ТС оптические потери зависят от диаметра полой сердцевины как $1/D^3$ и $1/D^4$ соответственно [139]. Таким образом, не существует оптимума для прямых световодов относительно диаметра полой сердцевины. Тем не менее, важно учитывать потери, вызванные изгибом. Способность к изгибу является одним из основных преимуществ оптических волокон. Изгибные потери в ПС и ТС растут с увеличением диаметра полой сердцевины D. В результате оптические потери таких световодов

имеют минимум при некотором значении диаметра полой сердцевины D_{min}, который определяет оптимальный диаметр полой сердцевины световода. На Рис. 25 представлены зависимости оптических потерь ПС и ТС из кварцевого и халькогенидного стекла от диаметра сердцевины для длин волн 1,56 и 4,4 мкм и радиуса изгиба R = 15 см (о том как именно учитывать изгиб при расчётах будет рассказано в главе 3).

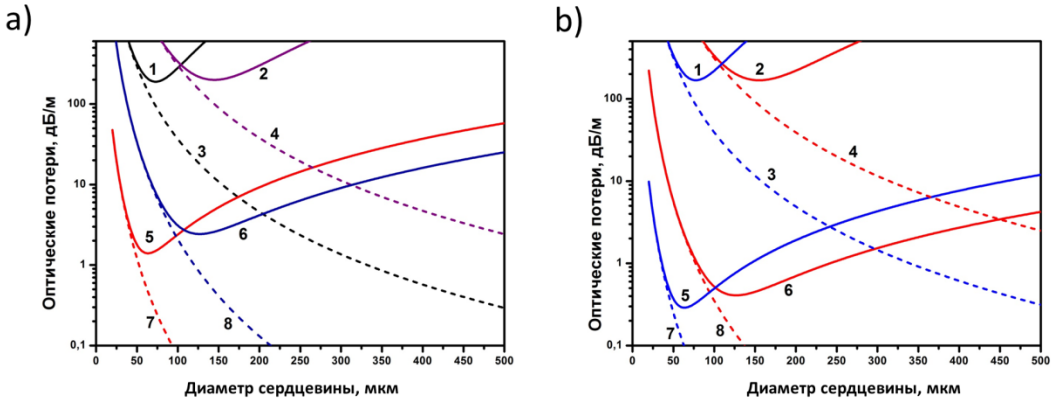

Рис. 25 *Зависимость оптических потерь для ПС и ТС из кварцевого стекла (a) и халькогенидного стекла (b) от диаметра сердцевины. Для всех световодов диаметр сердцевины 77 мкм, а радиус изгиба 15 см. Для (a) и (b): потери в ПС на длине волны 1,56 мкм (линии 1) и на 4,4 мкм (линии 2); зависимость потерь для ТС на длине волны 1,56 (линии 5) и 4,4 (линии 6) мкм; пунктирные линии на обоих графиках (линии 3, 4, 7, 8) показывают аналогичные зависимости без учёта изгиба волокна.*

Минимальные потери в световодах достигаются при различных диаметрах сердцевины для разных длин волн. Таким образом, в случае ПС минимальные потери соответствуют диаметру сердцевины $D_{min(1,56мкм)}$=73 мкм и $D_{min(4,4мкм)}$=145 мкм для кварцевых световодов и $D_{min(1,56мкм)}$=78 мкм и $D_{min(4,4мкм)}$=155 мкм для халькогенидных световодов. В случае ТС $D_{min(1,56мкм)}$=63 мкм и $D_{min(4,4мкм)}$=129 мкм для кварцевых световодов, и $D_{min(1,56мкм)}$ = 64 мкм и $D_{min(4,4мкм)}$=126 мкм для халькогенидных световодов.

Таким образом продемонстрировано как аналитически получить при помощи упрощённых моделей основные параметры РС для используемого спектрального диапазона: границы зон пропускания; спектральные зависимости оптических потерь, дающие оценки сверху для потерь в РС; оптимальный диаметр полой сердцевины (для выбранных длины волны и радиуса изгиба световода). Если у РС определены диаметр сердцевины и длина волны передаваемого излучения, то это существенно снижает диапазон возможных геометрических параметров его структуры. Для более точного определения геометрических параметров РС и их влияния на его оптические свойства проводится моделирование методом конечных элементов. Данные вычисления проводятся со структурой, геометрические параметры которой максимально приближены к соответствующим параметрам предполагаемого реального световода.

1.9.2 Численное моделирование свойств револьверных световодов методом конечных элементов

Преимущество методов расчёта, упомянутых выше, состоят в том, что для таких структур как ПС и ТС можно получить аналитическое решение, и, как следствие, время расчетов сравнительно невелико. Результаты подобных расчётов в случае ТС позволяют достаточно точно определить положение зон пропускания и грубо оценить другие оптические характеристики РС с такой же толщиной стеклянной стенки в оболочке.

Однако реально используемые полые световоды имеют более сложную структуру (Рис. 6 и Рис. 12). Поэтому методы численного анализа, способные решать волновые уравнения для световодов с неоднородной структурой, весьма важны. Метод конечных элементов [140–142] (МКЭ; в англоязычной литературе – finite element method (FEM)) подходит для анализа модового состава и определения оптических характеристик полых световодов со структурой любой сложности. Полые световоды при этом могут иметь произвольные профили показателя преломления и оболочку произвольной формы.

В методе конечных элементов область задачи разбивается на маленькие элементы. В случае моделей полых световодов – это, как правило, прямоугольники или треугольники (модель световода считается однородной вдоль продольной координаты, и анализируется только поперечное сечение). Решение задачи аппроксимируется в каждом элементе и соединяется в узловых точках для формирования решения во всей области анализа. Следовательно, МКЭ применим к сложным структурам и к задачам, в которых электромагнитные поля могут быть локализованы. В классических аналитических подходах без процессов разбиения структуры задача моделируется с использованием аналитических функций, определенных во всей интересующей области, и поэтому эти процедуры обычно применимы только к таким объектам, чья геометрия и физические свойства (показатель преломления) могут быть также заданы аналитически. В МКЭ используется простая форма функции для аппроксимации поля в каждом элементе. Возможная ошибка в решении устраняется за счет увеличения количества элементов и, следовательно, уменьшения размера элемента. Все значения (поля) в элементах системы собираются для формирования значений функции во всей системе. Зависимость распределения поля по существу состоит из значений в n узлах и из значений для граничных условий в периферийных узлах. То есть, получены линейные уравнения n-го порядка для определенного момента времени. Решения таких уравнений позволяют определить значения поля во всей структуре.

Существуют различные программные пакеты, позволяющие осуществлять численное моделирование методом конечных элементов. Численное моделирование, проделанное автором в рамках данной работы, проведено в программном пакете Comsol Multiphysics. Вообще говоря, данный программный пакет позволяет осуществлять моделирование различных явлений: распределение и передача тепла, расчёт напряжений, распределение электромагнитных полей и так далее.

Для проведения численного моделирования необходимо нарисовать поперечное сечение световода – это можно сделать как в самой программной среде Comsol Multiphysics так и во многих сторонних программах с системами автоматизированного проектирования (САПР). Далее необходимо задать показатели преломления (как реальную, так и мнимую часть) и граничные условия (для границ воздух-стекло). Если необходимо также учитывать потери на вытекание, то для внешней оболочки (внешней опорной трубы) также необходимо задать соответствующие граничные условия – условие равенства нулю поля в этой области (так называемый «идеально согласованный слой» - perfectly matched layer [143]). После этого можно осуществить разбиение всей структуры на элементы в ручном или автоматическом режиме. Для достижения желаемой точности расчётов необходимо, чтобы максимальный размер элементов разбиения не превышал половины длины волны. Далее производится расчёт и поиск решений в выбранном диапазоне $Re(n_{eff})$. Для каждого отдельного решения (моды) определяется распределение поля, а также соответствующие решению $Re(n_{eff})$ и $Im(n_{eff})$.

Подобное моделирование, проводимое методом конечных элементов, требует больших затрат машинных ресурсов – времени и оперативной памяти. В связи с этим целесообразно воспользоваться свойством центральной симметрии многих интересующих мод полой сердцевины световода, в том числе основной. При этом можно проводить расчёты не для всей структуры поперечного сечения световода, а только для её четверти (или меньшей части) [144,145]. В этом случае в качестве решений будут найдены только центральносимметричные моды. Данный подход существенно экономит время расчётов так как в четыре раза уменьшает число элементов разбиения.

Перечислим результаты, представленные в данной работе, которые были получены с помощью моделирования методом конечных элементов в программной среде Comsol Multiphysics:

- Определены потери в полых световодах различной геометрии. Результаты представлены в главе 2 на Рис. 27(c) и Рис. 29(синяя, голубая, зелёная и оранжевая линии), в главе 3 на Рис. 31(c,d), Рис. 38 и Рис. 39(слева) и в главе 4 на Рис. 59(линия 2).

- Определена дисперсия полых световодов. Результаты представлены в главе 3 на Рис. 31(e,f), Рис. 33(b) пунктирная линия.
- Приведены распределения поля в световоде. Результаты представлены в главе 2 на Рис. 29 (вставки) и в главе 3 на Рис. 40(нижний ряд).

ГЛАВА 2. Волоконный световод с полой сердцевиной и с отражающей оболочкой из одного слоя несоприкасающихся капилляров [30]

В 2013 году в работе [30] нами было предложено усовершенствование структуры револьверного световода, а именно оболочка световода из одного слоя несоприкасающихся между собой капилляров. Проведены расчеты, показывающие преимущества данной структуры (по сравнению со структурой с соприкасающимися капиллярами), а также изготовлен реальный световод с несоприкасающимися капиллярами. В реальном световоде измерены потери в диапазоне 2-8 мкм. Потери на длине волны 3,39 мкм составили 50 дБ/км.

2.1 Результаты численного моделирования

В процессе поиска возможностей снижения оптических потерь в револьверных волоконных световодах, следующее обстоятельство привлекло внимание авторов. В работе [28] были рассчитаны оптические потери в трех типах волоконных световодов с полой сердцевиной одинакового диаметра. При переходе от просто отверстия в толстом цилиндре из кварцевого стекла (Рис. 26(1)) к полой сердцевине с отражающей оболочкой из сплошных кварцевых стержней (не капилляров, Рис. 26(2)) и, наконец, к револьверному световоду с касающимися капиллярами (Рис. 26(3)) на каждом этапе наблюдалось существенное снижение оптических потерь. Данная последовательность результатов позволила предположить, что чем менее заполнена кварцевым стеклом отражающая оболочка световода и чем более она разобщена (при сохранении элементов со стенками фиксированной толщины), тем меньше может быть уровень оптических потерь в световоде. Или, другими словами, тем лучше отражающая оболочка выполняет роль зеркала между сердцевиной и окружающим пространством, обеспечивая слабую связь между модами сердцевины и оболочки. Следует отметить, что в ряде публикаций данное явление обозначается термином inhibited-coupling guiding, что с нашей точки зрения не способствует пониманию явления (см., напр., [146]).

Поэтому в качестве следующего типа револьверного световода была рассмотрена конструкция, отличающаяся от рассмотренной в [28] тем, что капилляры, составляющие отражающую оболочку, не касаются друг друга. Поскольку создание волоконных световодов, особенно волоконных световодов с полой сердцевиной, – это весьма трудоемкий процесс, то сначала было проведено сравнительное математическое моделирование револьверных световодов с касающимися и не касающимися друг друга капиллярами.

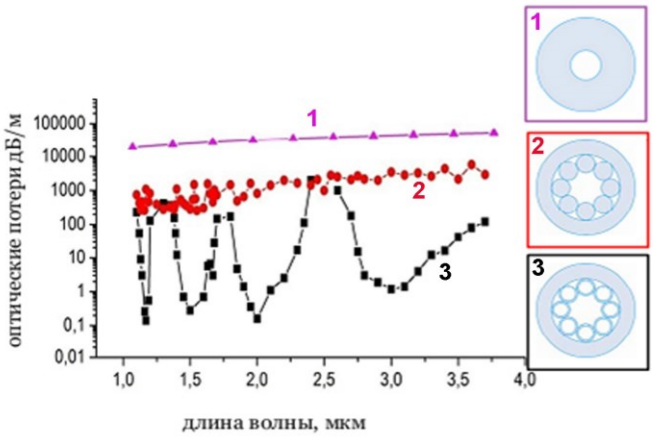

Рис. 26 Результаты расчётов оптических потерь в световодах с полой сердцевиной: 1 – труба из стекла; 2 – световод со сплошными стержнями; 3 – волоконный световод с капиллярами. Справа –поперечные сечения соответствующих световодов. [28]

Проведены расчёты оптических потерь для двух полых револьверных световодов (Рис. 27), структура которых абсолютно идентична за исключением наличия (b) или отсутствия (a) точек контакта между капиллярами (геометрическая структура двух данных световодов идентична за исключением следующего: капилляры световода (a) располагаются так, что между ними остаётся зазор; капилляры световода (b) располагаются точно также, но область между ними заполнена стеклом (как показано на вставке Рис. 27(c))). Оболочка каждого световода состоит из восьми капилляров с внешним и внутренним диаметрами 63 и 51 мкм соответственно. Расстояние между капиллярами в месте их наибольшего сближения составляет 1,3 мкм (величина зазора была выбрана малой, но достаточной, чтобы исключить явление перетекания излучения между капиллярами). Диаметр сердцевины обоих световодов составлял около 105 мкм. Оптические потери для обоих световодов были рассчитаны в спектральном диапазоне 3-6,5 мкм с учётом материальных потерь в кварцевом стекле. Расчеты были проведены методом конечных элементов в программной среде Comsol Multiphysics. Расчеты показали, что потери в световоде с соприкасающимися капиллярами в некоторых участках полос пропускания в разы выше, чем в световоде, где капилляры не соприкасаются между собой (Рис. 27(c)). Таким образом, прямое математическое моделирование показало, что револьверные световоды с разделенными капиллярами потенциально обладают меньшими оптическими потерями.

Физический смысл данного явления можно пояснить следующим образом. Граница между сердцевиной и оболочкой в рассматриваемых револьверных световодах имеет довольно сложную форму по сравнению с модельными формами, на которых рассматривалось влияние интерференции на величину отражения излучения от оболочки для плоской и цилиндрической границ (т.н. модель ARROW). Тем не менее, эта модель ARROW достаточно точно описывает положение зон непрозрачности таких световодов. Если часть стенки капилляра увеличить

вдвое, то по модели ARROW число зон прозрачности револьверного световода удвоится. При этом в центре каждой зоны прозрачности, соответствующей тонкой стенке, образуется дополнительная зона непрозрачности. Примерно такое же явление видно на результатах расчета на Рис. 27(c): в крайней левой зоне прозрачности в ее центре наблюдается увеличение оптических потерь. Учитывая, что при соединении капилляров в оболочке образуется участок стенки с удвоенной толщиной, то логично отнести увеличение оптических потерь в центре зон прозрачности при соединении капилляров за счет формирования соответствующего резонатора Фабри-Перо удвоенной толщины, но ограниченного размера и расположенного в области, удаленной от областей с максимальными значениями электромагнитного поля. Это в итоге приводит не к формированию полноценной зоны непрозрачности, а только к повышению оптических потерь в определенных спектральных диапазонах. Роль узлов в местах соприкосновения элементов оболочки, но для световодов с несколько отличающейся структурой, была продемонстрирована также в работах [147,148].

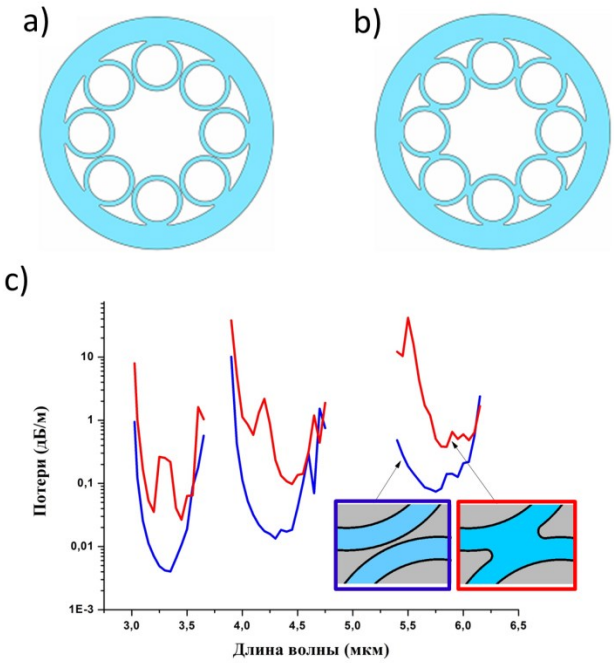

Рис. 27 ***Поперечные сечения анализируемых PC. Диаметр сердцевины 100 мкм a) PC с несоприкасающимися капиллярами; b) PC с соприкасающимися капиллярами в оболочке; c) расчётные потери основной моды для световодов, приведённых на (a) и (b).*** **На вставках показана область между капиллярами оболочки соответствующих световодов.** [30]

2.2 Реальный револьверный световод с разделенными капиллярами в отражающей оболочке и измерение его оптических параметров.

После того, как предварительные расчеты показали перспективность конструкции револьверного световода с раздельными капиллярами в оболочке, в НЦВО РАН была разработана технология для изготовления таких световодов и получены их первые образцы.

Следует отметить, что с точки зрения технологии изготовления револьверного световода, гораздо труднее изготовить РС с касающимися капиллярами в оболочке, чем с разведенными, потому что высокая температура в процессе вытяжки значительно снижает вязкость кварцевого стекла, а силы поверхностного натяжения стремятся распрямить стенки капилляров в местах их соприкосновения. В этом случае гораздо сложнее получить отрицательную кривизну границы сердцевина-оболочка, и возникает необходимость производить вытяжку в ограниченном диапазоне температур. В случае РС с несоприкасающимися капиллярами в оболочке, можно сохранить отрицательную кривизну границы сердцевина-оболочка даже при высокой температуре вытяжки и расширить рабочий температурный диапазон. Таким образом, переход к РС с разделенными капиллярами в оболочке обещал не только улучшение оптических параметров световода, но и более простую технологию изготовления.

Револьверный световод с разведёнными капиллярами был изготовлен по технологии «stack and draw». Восемь одинаковых капилляров были вытянуты из стеклянной трубы из чистого SiO_2 (Suprasil F300, Heraeus), установлены в опорную трубу из такого же материала с бóльшим диаметром и приплавлены к ней. Полученная заготовка вытягивалась на стандартной вытяжной установке. В результате был получен световод с диаметром сердцевины 119 мкм и толщиной стенок капилляров 6 мкм (Рис. 28). Внешний диаметр световода составил 290 мкм, а внешний диаметр капилляров 60 мкм. Расстояние между стенками соседних капилляров около 10 мкм. Геометрические размеры поперечного сечения световода, полученного в результате скола, измерялись по фотографии со сканирующего электронного микроскопа, так как оптические микроскопы не обеспечивали необходимой точности.

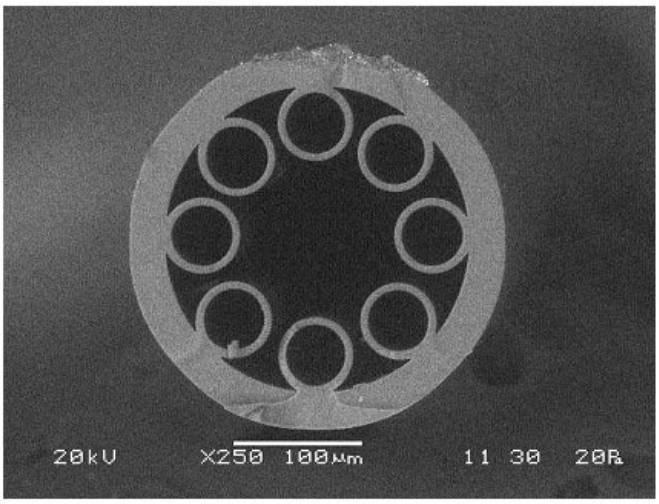

Рис. 28 ***СЭМ-фотография поперечного скола световода с несоприкасающимися капиллярами.*** [30]

Измерение оптических потерь в широком спектральном диапазоне производилось по методу «cut-back» с помощью инфракрасного фурье-спектрометра (Bruker IFS-113v Fourier Transform Infrared Spectrometer) со спектральным разрешением 2 см$^{-1}$. Измерения проводились на длинах световода от 90 до 23 см. Полученная спектральная зависимость потерь представлена на Рис. 29. Как и ожидалось, спектр пропускания световода в исследованной области состоит из нескольких зон прозрачности. Положение границ зон прозрачности хорошо описывается в рамках модели ARROW, а именно, они определяются из решения уравнения:

$$\lambda_m = \frac{2 \cdot d}{m} \cdot \sqrt{n(\lambda_m)^2 - 1}$$

Здесь λ_m – длина волны границы зоны, m – номер границы зоны, считая от длинноволнового края, d – толщина стенки капилляра, $n(\lambda)$ – значения показателя преломления чистого кварцевого стекла. Решение этого уравнения дает значения длин волн 6.8, 5.3, 3.8, 3.0 и 2.5 мкм для m=1, 2,…5. Эти значения хорошо соответствуют измерениям спектра поглощения (см. Рис. 29). Положение границы зоны прозрачности на λ=7.3 мкм не описывается вышеприведенным уравнением, поскольку при указанной длине волны действительная часть показателя преломления кварцевого стекла обращается в единицу, и отражение света на границе капилляра практически исчезает. В области сразу за 7.3 мкм (при λ>7.3 мкм) выполняется условие превышения показателя преломления воздуха над действительной частью показателя преломления кварцевого стекла ($n_{воздуха}$>$Re(n_{SiO2})$), и револьверный световод можно в этой области рассматривать как обычный, работающий на явлении полного внутреннего отражения. Но здесь из-за приближения мощных линий поглощения в кварцевом стекле около 10 мкм необходимо принимать во внимание поглощение излучения в стекле даже при тех небольших расстояниях, на которые оно проникает в кварцевое стекло.

Как видно из Рис. 29, измеренные минимальные значения оптических потерь в зонах пропускания в диапазоне 2,5-5 мкм составляют приблизительно 4-5 дБ/м. В полосах пропускания на 5,8 и на 7,7 мкм – 30 и 40 дБ/м соответственно. Полосы пропускания на 3,3 и на 4,3 мкм имеют изрезанную структуру. Расположение линий в первой полосе (на 3.3 мкм) соответствует поглощению молекул HCl, что наблюдалось также в работе других авторов [149]. Линии во второй полосе (4.3 мкм) соответствуют линиям поглощения молекулы CO_2 в атмосферном воздухе.

Для анализа экспериментальных данных было проведено подробное математическое моделирование реального (изготовленного) световода (все геометрические параметры были выбраны равными измеренным на реальном световоде) и получены спектральные зависимости полных потерь для различных мод сердцевины. На Рис. 29 приведены полученные результаты (оранжевый, зеленый, темно-синий, синий цвета относятся к данным, рассчитанным для первых четырех мод световода соответственно). Расчеты проведены методом конечных элементов в программной среде Comsol Multyphysics. Для расчетов использовались данные по спектральным зависимостям показателя преломления и коэффициента поглощения кварцевого стекла, приведенные в [150–152].

Как видно из Рис. 29, расчетные и экспериментальные края полос пропускания совпадают. Можно сказать, что наблюдается и качественное согласие экспериментальной и расчетной формы спектра оптических потерь в РС. Но наблюдается существенное расхождение в численных значениях. Измеренные оптические потери в области длин волн менее 5 мкм соответствуют расчетным оптическим потерям не основной, а одной из высших мод (третьей, или четвертой). В то же время в области полос прозрачности около 6 мкм и 7.7 мкм измеренные потери лежат близко к расчетным для основной моды.

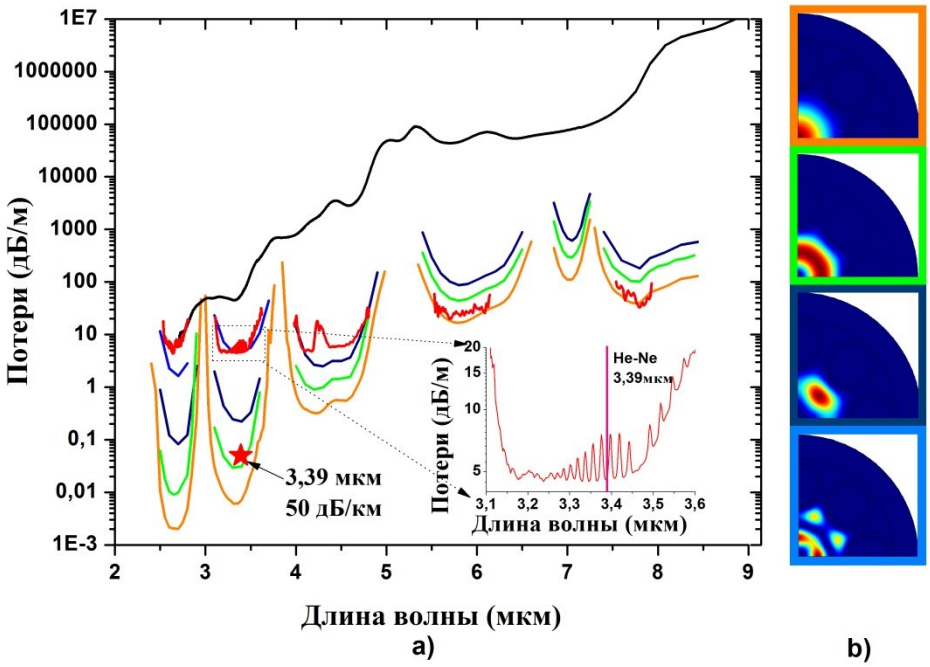

Рис. 29 a) потери в световоде, измеренные в широком спектральном диапазоне (красная линия); потери, измеренные с помощью He-Ne лазера на длине волны 3,39 мкм (красная звезда); материальные потери в кварцевом стекле (чёрная линия); рассчитанные потери для основной моды (оранжевая линия); рассчитанные потери для трёх мод более высокого порядка (зелёная, синяя и голубая линии); на вставке измеренные потери в световоде в диапазоне 3,1-3,3 мкм. Вертикальная линия – длина волны He-Ne лазера. На графике видны линии поглощения HCl; b) расчетное распределение интенсивности поля первых четырёх мод воздушной сердцевины (цвет рамки соответствует цвету линии на графике). [30]

По-видимому, наблюдаемое расхождение между измеренным уровнем потерь и расчетным для основной моды (Рис. 29) в диапазоне длин волн <5 мкм в основном обусловлено наличием многомодового волноводного режима. При вводе излучения глобара в РС , по-видимому, возбуждается несколько мод, что влияет на получаемые значения оптических потерь в сторону увеличения, поскольку оптические потери в модах более высокого порядка выше, чем в основной. В области же длин волн более 5 мкм потери в модах более высокого порядка становятся настолько высокими, что на выходе световода фиксируется излучение практически только основной моды, что приводит к более адекватному результату измерения. Чтобы измерить оптические потери именно для основной моды в коротковолновом диапазоне, необходимо улучшить условия возбуждения, а именно создать специальную установку для возбуждения только основной моды в РС в исследуемом диапазоне спектра. Или использовать существенно больший отрезок световода для измерений, что обеспечит затухание высших мод, как это имеет место в диапазоне длин волн более 5 мкм.

Экспериментальным подтверждением влияния качества излучения на входе в световод на точность измерения оптических потерь явились эксперименты с использованием газового гелий-неонового лазера в качестве источника зондирующего излучения. Было проведено несколько экспериментов с использованием маломодового He-Ne лазера с длиной волны 3,39 мкм. Потери были измерены методом “cut-back” при длине световода от 11 до 1 метров.

Радиус изгиба световода при этом составлял 20 см. Зависимость логарифма интенсивности излучения He-Ne лазера (3,39 мкм) на выходе световода от длины световода показана на Рис. 30. Распределение интенсивности излучения в ближнем поле на выходе световода при различной его длине показано на вставках Рис. 30. Эти снимки были получены с помощью длинноволновой камеры Electrophysics PV320. Полосатая структура изображений на вставках Рис. 30 обусловлена интерференцией когерентного лазерного излучения на входном окне камеры. Существуют два различных участка световода, которые хорошо видны на Рис. 30. Первый участок световода 0-2 м – в этом диапазоне осуществляется неодномодовый режим распространения света, со сравнительно быстрым уменьшением сигнала, которое может быть описано экспонентой со сравнительно большим показателем. На втором участке световода > 3 м сигнал спадает медленнее, что соответствует более низкому уровню потерь. По зависимости уменьшения мощности лазера вдоль световода, можно сделать вывод, что модовая структура световода стабилизируется на длине более 3 м, и в световоде присутствует только основная мода (как это видно на фотографии поперечного сечения излучения). Часть зависимости сигнала от 3 до 11 м аппроксимировалась экспоненциальной функцией. Значение оптических потерь, оцененных по этой функции на длине волны 3,39 мкм, составило 50 ± 8 дБ/км (Рис. 29 красная звезда). Этот результат существенно ниже, чем полученный при возбуждении глобаром, и значительно ближе к расчетному значению потерь основной моды.

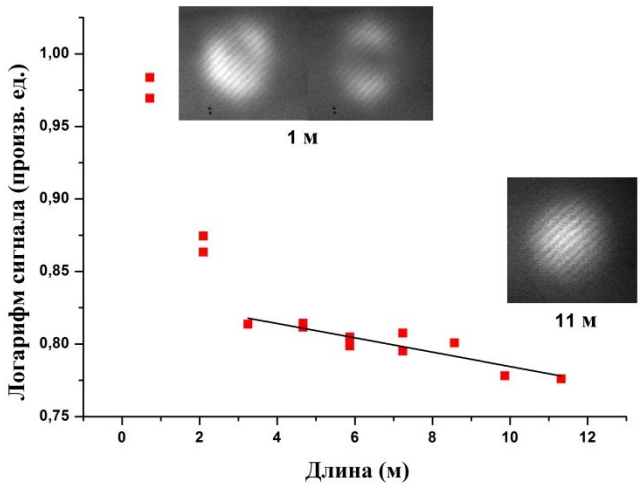

Рис. 30 ***Зависимость логарифма интенсивности излучения He-Ne лазера (3,39 мкм) на выходе световода от длины световода. Прямая линия – аппроксимация экспоненциальной зависимости. На вставках показано распределение интенсивности излучения в ближнем поле при длинах световода 1 и 11 м.*** [30]

2.3 Выводы к главе 2

- Предложена конструкция револьверного волоконного световода с полой сердцевиной с несоприкасающимися капиллярами в отражающей оболочке. Выполнено математическое моделирование свойств такой конструкции, которое показало возможность снижения оптических потерь по сравнению с револьверным световодом с соприкасающимися капиллярами.
- Впервые создан револьверный волоконный световод с полой сердцевиной с одним слоем несоприкасающихся капилляров в отражающей оболочке. Экспериментально продемонстрировано ведение электромагнитного излучения световодом такого типа в среднем ИК диапазоне вплоть до длины волны 8 мкм. Оптические потери в световоде составляли при этом величины по меньшей мере, на три порядка ниже, чем потери самого кварцевого стекла. Данный факт демонстрирует, что очень малая доля излучения моды полой сердцевины распространяется по материалу световода.

ГЛАВА 3. Некоторые оптические характеристики револьверных световодов

Для большинства полностью стеклянных световодов на сегодняшний день измерение их характеристик, таких как потери, дисперсия, числовая апертура, не представляет больших сложностей. Также для полностью стеклянных световодов освоены сварка и запись в них периодических структур с изменённым показателем преломления (брэгговских решёток) для получения «зеркал» заданной пропускной способности. Но на заре развития полностью стеклянных световодов вышеупомянутые операции представляли технологическую проблему. Нет сомнения, что и для полых световодов аналогичные задачи найдут своё решение. Однако в настоящее время измерение оптических параметров полых световодов требует значительно больше усилий, чем для обычных световодов.

Полые световоды активно исследуются с 1999 года. За это время появились новые типы полых световодов [28,149] или к уже известным типам были добавлены усовершенствования в их структуру [30,36]. Их световедущие свойства значительно отличаются от свойств обычных коммуникационных световодов. Достаточно отметить, что рассматриваемые здесь револьверные световоды отличаются тем, что даже в идеальном случае все их моды могут быть отнесены к вытекающим, поскольку их поле не стремится экспоненциально к нулю при удалении от световода. Но оптические потери, связанные с этим обстоятельством, могут быть сделаны достаточно малыми (мировой рекорд в настоящее время составляет 0,28 дБ/км). Кроме того, все РС являются принципиально многомодовыми, и уменьшение диаметра сердцевины ведет скорее к увеличению их оптических потерь, чем к снижению числа мод. Всё это приводит к тому, что многие операции, привычные для световодов со стеклянной сердцевиной, для световодов с полой сердцевиной проводятся иначе, в силу отличия их оптических свойств и свойств их структуры.

В данной главе мы рассмотрим специфику измерения дисперсии и изгибных потерь в РС.

3.1 Дисперсионные свойства револьверных световодов [38]

3.1.1 Математическое моделирование дисперсионных свойств револьверного световода

В данной главе рассматривается зависимость дисперсилонного параметра D_λ РС от длины волны

$$D_\lambda = -\frac{\lambda}{c}\left(\frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2}\right) \qquad (2)$$

Прежде, чем проводить экспериментальные измерения дисперсионного параметра D_λ РС, целесообразно предварительно оценить с помощью численных расчетов ожидаемые зависимости D_λ от длины волны.

Для анализа влияния отрицательной кривизны границы сердцевина-оболочка на такие характеристики РС как потери и дисперсионный параметр D_λ, был проведен численный анализ различий между оптическими свойствами модельных волноводных структур с положительной и отрицательной кривизной границы сердцевина-оболочка, показанных на Рис. 31(a, b). Волноводная структура, показанная на Рис. 31 (a), представляют собой диэлектрическую трубку 1 из кварцевого стекла, просто подвешенную в воздухе. Такой тип световода, как было упомянуто выше, будем называть «трубчатый световод» (ТС). Диэлектрическая трубка 1 имеет внутренный диаметр 78 мкм и толщину стенки 2,7 мкм. Вспомогательный цилиндр 2 показывает область, где значение поля было установлено равным нулю (граничное условие, так называемый «поглощающий слой»). Приведённые ниже расчёты были получены методом конечных элементов в програмной среде Comsol Multiphysics. Аналитическое решение для нахождения в подобных моделях $Re(n_{eff})$ и $Im(n_{eff})$ было получено позже Zeisberger с соавторами в работе [153] в 2017 году.

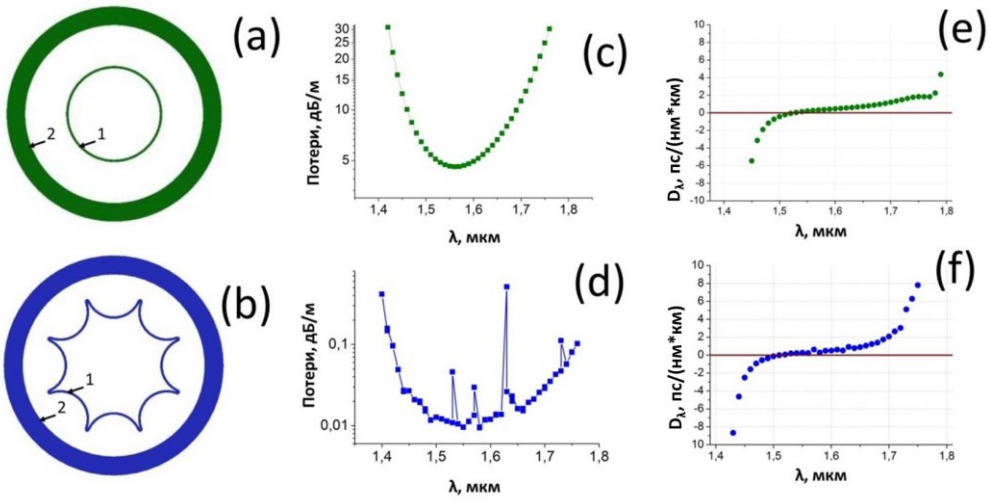

Рис. 31 *a) и b) модели, используемые в расчётах. 1– граница сердцевина-оболочка, 2 – область граничных условий (поглощающий слой, внутренний диаметр 190 мкм); c) и d) потери, рассчитанные для структур a) и b) соответственно; e) и f) зависимость дисперсионного параметра D_λ от длины волны для световодов со структурами a) и b) соответственно.* [38]

Вторая проанализированная структура показана на Рис. 31 (b). Основная её часть представляет собой диэлектрическую трубку 1 из кварцевого стекла с отрицательной кривизной границы сердцевина-оболочка (кроме восьми точек сингулярности). Обозначение «отрицательная кривизна» в данном случае отражает тот факт, что знак кривизны границы противоположен знаку кривизны границы в случае (a). Знак кривизны границы отрицателен во всех точках, за исключением восьми точек, где кривизна не определена. Данная структура является моделью РС. Толщина стенок и эффективная площадь основной моды воздушной сердцевины такие же, как и в случае ТС (Рис. 31 (a)). Два фактора сильно влияют на волноводные свойства реальных ТС и РС, а именно, форма границы сердцевина-оболочка и сама оболочка (для ТС – дополнительные слои, аналогичные 1; для РС – капилляры, формирующие оболочку). Модельные волноводные структуры, приведённые на Рис. 31(a, b) можно рассматривать как световоды с полой сердцевиной, ограниченной слоем стекла, служащим границей между сердцевиной и оболочкой, но без микроструктурированной оболочки, поддерживающей этот пограничный слой. Сравнение данных моделей позволит установить влияние формы границы, окружающей полую сердцевину световода, на оптические свойства световода. Чтобы установить различие оптический свойств ТС и РС, были рассчитаны кривые потерь и дисперсионного параметра D_λ для модельных волноводных структур (Рис. 31 (a, b)). Полученные результаты показаны на Рис. 31 (c-f). Как видно, волноводные потери ТС (Рис. 31 (a)) отличается от таковой у модели РС (Рис. 31 (b)): в последней они ниже на несколько порядков. Несколько резонансов в полосе пропускания модели РС (Рис. 31 (d)) возникают из-за возбуждения коллективных электромагнитных состояний на границе оболочки 1 и их связи с модами воздушной сердцевины. Механизм возбуждения коллективных состояний

описан в [133]. Чтобы получить тот же уровень потерь в волноводе с диэлектрической трубкой (Рис. 31 (a)), необходимо добавить или фотонно-кристаллическую оболочку с несколькими слоями микроструктурированных элементов, или несколько концентрических слоёв, аналогичных 1 на Рис. 31 (a), обеспечивающих увеличение отражения излучения от оболочки за счет конструктивной интерференции лучей, отраженных от различных слоев. Исходя из уровня потерь (Рис. 31 (c, d)), можно утверждать, что моды воздушной сердцевины, вытекающие из трубки (Рис. 31 (a)), должны намного сильнее взаимодействовать с оболочкой по сравнению с модами воздушной сердцевины модели PC (Рис. 31 (b)).

Зависимости дисперсионного параметра D_λ от длины волны для волноводных структур (Рис. 31 (a, b)) приведены на Рис. 31 (e, f). Как видно из Рис. 31 (e, f), значения D_λ рассматриваемых моделей очень близки друг к другу, и значения $\frac{dD_\lambda}{d\lambda}$ (значения производной дисперсионного параметра по длине волны) очень малы в обоих случаях (~ 0,01 пс/нм^2·км). Известно, что в реальных световодах с фотонно-кристаллической оболочкой значения $\frac{dD_\lambda}{d\lambda}$ намного выше, чем представленные на Рис. 31 (e, f) (~29 пс/нм^2·км [154] и ~1,4 пс/нм^2·км [88]).

Таким образом, проведенное математическое моделирование показывает, что введение отрицательной кривизны границы сердцевина-оболочка в волоконных световодах с близкими параметрами позволяет получить низкие значения D_λ в зонах прозрачности PC, практически не отличающиеся от значений D_λ в рамках модели TC и значительно меньшие, чем в фотонно-кристаллических световодах.

В следующем разделе представлены результаты экспериментального измерения D_λ в реальном PC.

3.1.2 Измерение дисперсии полых револьверных световодов

Проведено экспериментальное измерение дисперсионного параметра D_λ (уравнение (2)) в реальном револьверном световоде (Рис. 33(a)). В установке для измерения D_λ (Рис. 32) в качестве перестраемого источника излучения использовался источник суперконтинуума (СК) в сочетании с монохроматором. Входное волокно 4 использовалось для доставки излучения в одномодовом режиме от монохроматора к интерферометру Маха-Цандера. После того, как луч из входного волокна поступает на интерферометр, луч разделяется на светоделителе, затем поступет в воздушное плечо или в плечо с тестируемым образцом, сходится на втором светоделителе и затем попадает на ПЗС-камеру или германиевый детектор, где эти два луча интерферируют. ПЗС-камера использовалась, чтобы убедиться, что оба луча являются коаксиальными, имеют плоский фронт и дают должную интеренференционную картину. Длина

опорного воздушного плеча может быть изменена путем перемещения призмы: в широком диапазоне с помощью микрометрического винта и в узком диапазоне с помощью магнитной катушки.

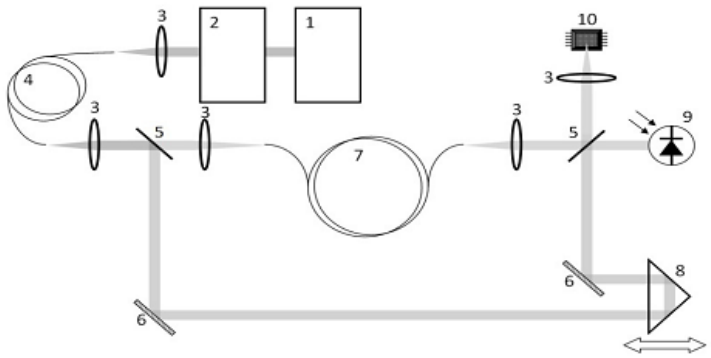

Рис. 32 *Схема эксперимента. 1 – источник суперконтинуума, 2 – монохроматор, 3 – объективы микроскопа, 4 – одномодовый световод для доставки излучения, 5 – делители, 6 – зеркала, 7 – исследуемый полый световод, 8 – призма на электромеханическом подвесе, 9 – Ge-приёмник, 10 – ПЗС матрица.* [38]

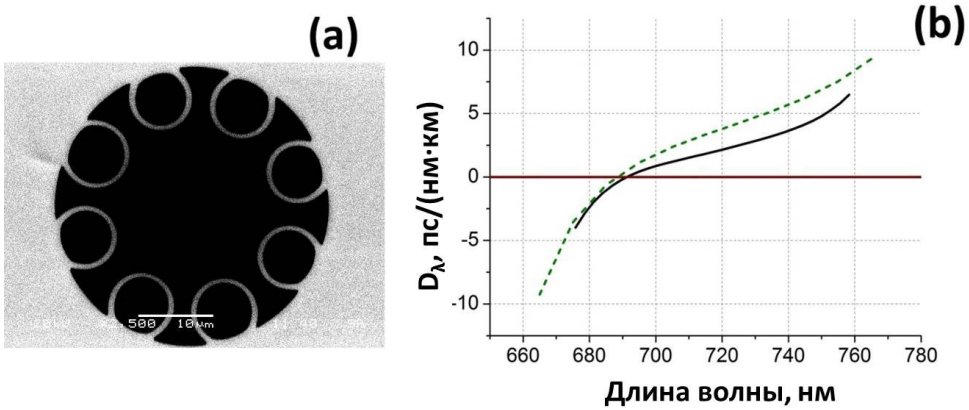

Рис. 33 *а) СЭМ-фотография световода; б) измеренный (сплошная чёрная линия) и рассчитанный (пунктирная зелёная линия) спектры дисперсионного параметра D_λ РС.* [38]

Световод, использованный в эксперименте, имеет диаметр сердцевины 21 мкм (диаметр вписанной окружности), толщина стенок капилляров вокруг сердцевины составляет 828 нм. Длина световода в експерименте составила 8,6 м. При длине световода менее двух метров модовый состав световода был нестабилен при сканировании по длине волны, поэтому мы увеличили длину для достижения одномодового режима распространения (похожие проблемы обнаружены в [30]). Вся схема умещалась на одном оптическом столе. Воздушное плечо длинной более 8-ми метров было получено с использованием многократного отражения между двумя почти параллельными зеркалами (не показано на схеме эксперимента). Модовый состав анализировался в дальнем поле с помощью ПЗС-матрицы. Наблюдение интерференционной картины при помощи ПЗС-матрицы позволяло как свести два луча из плеч интерферометра в пространстве, так и убедиться, что они обладают плоским фронтом в масштабах ПЗС-матрицы. Полученные в результате зависимости изменения длины воздушного плеча с изменением

длины волны (порядка 20-ти экспериментальных точек) аппроксимировались полиномом 6-й степени для последующего дифференцирования и определения параметра D_λ световода.

Для сравнения мы также рассчитали D_λ для световода, использованного в эксперименте, методом, описанным в предыдущем разделе. Рассчитанный и измеренный параметр D_λ представлены на Рис. 33(b) (пунктирная зеленая и сплошная черная кривые соответственно). И расчетные, и экспериментальные данные показывают, что в каждой зоне прозрачности PC есть точка нулевого значения D_λ. Величины параметра D_λ PC малы и значительно меньше параметров D_λ фотонно-кристаллических световодов (для световодов типа “honey-comb” дисперсионный параметр D_λ может составлять десятки [155] и сотни [88] пс/(нм·км)). Следует отметить, что, как видно на Рис. 33 (b), расчетные и экспериментальные данные находятся в хорошем согласии. Небольшие отклонения, по нашему мнению, вызваны различием в геометрии между моделью и реальным световодом. В реальном световоде капилляры не идеально круглые (Рис. 33 (a)), толщина стенки капилляров слегка варьируется в сечении каждого капилляра, от одного капилляра к другому, а также может изменяться по длине световода (что не было учтено в модели).

Отметим, что позже результаты экспериментального измерения дисперсионного параметра D_λ в световодах с отрицательной кривизной границы сердцевина-оболочка были получены в работах других авторов [87], а также в honey-comb световодах – в работе [88].

3.2 Изгибные потери и резонансная связь мод сердцевины с модами оболочки [133]

Изгибные потери в полых световодах вообще и в PC в частности [70,131,132] исследованы теоретически и экспериментально. Для полых световодов в ряде работ теоретически была показана связь мод сердцевины с модами оболочки [44,70,82,131,132]. Нами впервые было экспериментально продемонстрировано искажение спектра пропускания PC при изгибе, а также резонансная связь мод сердцевины с модами оболчки в PC [133][*].

3.2.1 Экспериментальное подтверждение резонансной связи мод сердцевины с модами оболочки при изгибе

При отклонении обычных одномодовых волоконных световодов от прямолинейности возникают так называемые изгибные потери. Это явление хорошо изучено (см., напр., [156]). В

[*] результаты численного моделирования свойств полых световодов, представленные в данной работе, получены Алагашевым Г.К. и Прямиковым А.Д

полностью твердотельных световодах (например, на основе кварцевого стекла) при уменьшении радиуса кривизны изгибные потери нарастают монотонно. Но в РС этот процесс может протекать несколько иначе. Наличие в отражающей оболочке капилляров – фактически дополнительных полых сердцевин, аналогичных рассмотренным в [3,5], но имеющих существенно большие оптические потери из-за наличия точек крепления к опорной трубе, - может вести к возникновению резонансной перекачки мощности из реальной центральной полой сердцевины РС в такие дополнительные сердцевины в отражающей оболочке и быстрому затуханию возбуждаемых волн в них, что в результате приводит к повышению оптических потерь РС. Первое указание на возможность такого механизма оптических потерь в РС содержалось в [70]. Позже на возможность резонансной связи между модами полой сердцевины и оболочки указывалось в [19,82,157,158]. Однако до наших исследований возбуждение мод в капиллярах отражающей оболочки при изгибе РС экспериментально не наблюдались.

Нами впервые была экспериментально исследована зависимость оптических потерь от радиуса изгиба РС и продемонстрировано последовательное возбуждение мод капилляров. Эффект наблюдался в полом световоде, поперечное сечение которого представлено на Рис. 35. Данный световод с восемью соприкасающимися капиллярами в оболочке имеет наружный диаметр 125 мкм, диаметр сердцевины 40 мкм, внутренний диаметр капилляров 27 мкм и толщину стенки капилляров 3,5 мкм. Схема экспериментальной установки показана на Рис. 34.

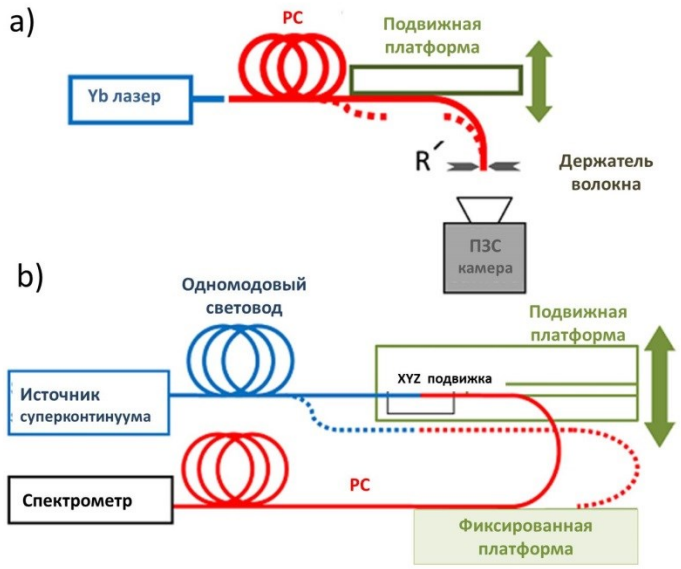

Рис. 34 *a) схема эксперимента для наблюдения распределения интенсивности излучения в ближнем поле; b) схема установки для измерения спектра пропускания световода при различных радиусах изгиба.* [133]

Для измерения распределения интенсивности света на выходе световода использовалась кремниевая ПЗС камера с объективом микроскопа (Рис. 34 (a)). В качестве источника света использовался иттербиевый волоконный лазер с длиной волны генерации 1,06 мкм. Чтобы

наблюдать моды капилляров на выходе световода, необходимо, чтобы прямая часть световода сразу после изгиба была как можно короче из-за сильного затухания мод капилляров. По этой причине волокно удерживалось в непосредственной близости от торца, а изогнутая часть световода была расположена рядом с точкой фиксации. Световод был согнут под углом 90°, а радиус изгиба контролировался микрометрическими винтами.

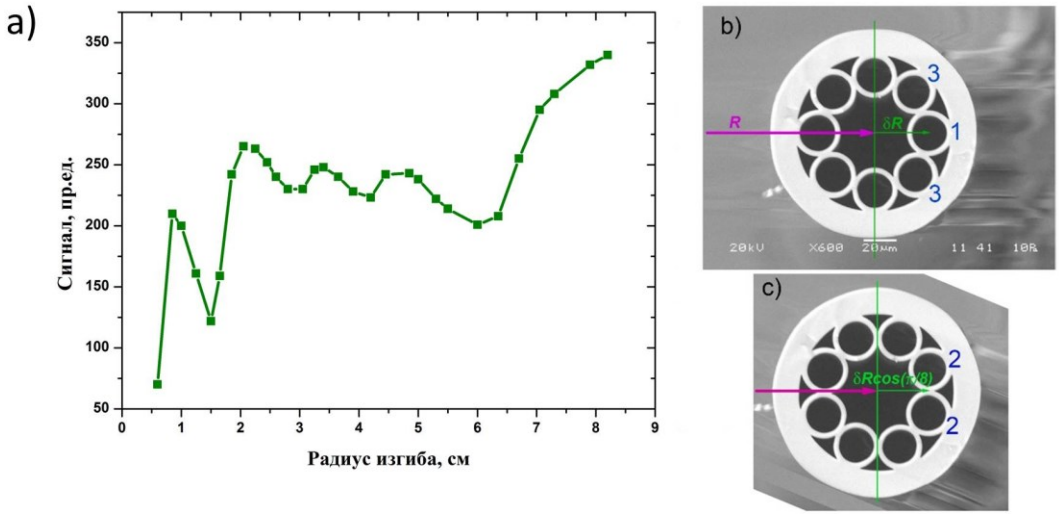

Рис. 35 a) зависимость интенсивности пропускаемого излучения от радиуса изгиба PC на длине волны 1,06 мкм; b) и c) СЭМ-фотографии поперечного скола световода, при различных направлениях изгиба относительно световода. [133]

Несколько иная схема эксперимента была использована для измерения зависимости интенсивности передаваемого сигнала от значения радиуса изгиба (Рис. 34 (b)). В качестве источника света использовался источник суперконтинуума (Fianium, GB). Спектр прошедшего излучения измерялся анализатором спектра Ando AQ6317B. Стоит подчеркнуть, что световод изгибается только на одном участке, в то время как остальные участки световода изогнуты не были. Для этого соединение между PC и подводящим световодом было установлено на движущейся платформе.

Также зависимость интенсивности передаваемого сигнала от радиуса изгиба была получена отдельно для длины волны 1,06 мкм. Как видно из Рис. 35, зависимость прошедшего сигнала от диаметра изгиба PC носит немонотонный характер (зависимость получена при использовании в качестве источника излучения одномодового неодимового лазера). На графике Рис. 35 наблюдается ряд минимумов и максимумов. Их происхождение можно пояснить следующим образом (см. Рис. 36).

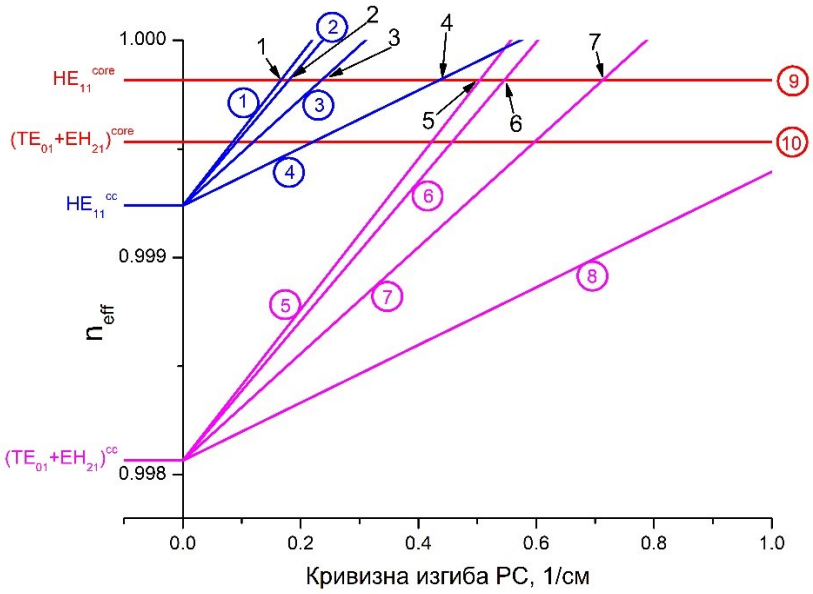

Рис. 36 Значения n_{eff} для первых двух мод (HE_{11} и (TE_{01}+EH_{21}) сердцевины (линии 9,10) и капилляров в отражающей оболочке РС (линии 1-8)(обозначение мод согласно работе [3]).

На оси ординат графика на Рис. 36 слева отмечены значения эффективного показателя преломления n_{eff} основной моды HE_{11}, второй – композитной моды TE_{01}+EH_{21} сердцевины РС (*core*) и капилляра в отражающей оболочке (*cc*, для прямого РС). Поскольку полая сердцевина и капилляры заполнены воздухом, то соответствующие значения n_{eff} меньше единицы. Причем значения n_{eff} для капилляров в оболочке меньше, чем для сердцевины, поскольку их внутренний диаметр меньше, чем диаметр полой сердцевины РС. Согласно [3], эффективный показатель преломления для моды, распространяющейся в модельном световоде ОД, может быть представлен как

$$\left(n_{eff}\right)_{nm} = \sqrt{1 - \left(\frac{u_{nm} \cdot \lambda}{2 \cdot \pi \cdot a}\right)^2}$$

где a – радиус полой сердцевины, λ – длина волны, а u_{nm} – это m-ый корень уравнения

$$J_{n-1}(u_{nm}) = 0$$

здесь $J_n(x)$ – функция Бесселя n-ого порядка. Для основной моды величина u_{nm} составляет 2.405, для следующей – 3.83. Мы в дальнейшем будем использовать полученные таким образом величины n_{eff} не только для капилляров в оболочке, но и для оценки с некоторым приближением величины n_{eff} для мод в полой сердцевине.

Поперечная составляющая волнового вектора излучения моды в полом капилляре или в сердцевине РС в этом случае оценивается как

$$(k_{\perp})_{nm} = \frac{u_{nm}}{a}$$

а постоянная распространения моды

$$\beta_{nm} = \sqrt{k^2 - k_\perp^2}$$

Известно, что при изгибе волоконного световода его оптические свойства в некотором приближении можно описать, полагая, что показатель преломления в плоскости изгиба изменяется линейно с расстоянием вдоль радиуса кривизны [159]. Учитывая, что показатель преломления вещества в полой сердцевине и в капилляре оболочки РС равен единице, мы получим простое соотношение:

$$n(\delta R) = 1 + \frac{\delta R}{R}$$

где R – радиус изгиба РС, а δR – расстояние от оси полой сердцевины до оси капилляра в оболочке вдоль радиуса изгиба РС (см. Рис. 35). В итоге для эффективного показателя преломления моды в полом капилляре отражающей оболочки РС получим следующее выражение:

$$\left(n_{eff}\right)_{nm} = \sqrt{\left(1 + \frac{\delta R}{R}\right)^2 - \left(\frac{u_{nm} \cdot \lambda}{2 \cdot \pi \cdot a}\right)^2}. \qquad (3)$$

На Рис. 36 представлены зависимости n_{eff} от кривизны изгиба РС (от $1/R$) для основной (линии 1-4) и следующих (линии 5-8) мод капилляров в отражающей оболочке. При пересечении этих линий при некотором радиусе изгиба световода с линией n_{eff} основной моды сердцевины РС наступает фазовый синхронизм, при котором возможна эффективная передача мощности из основной моды сердцевины РС в соответствующую моду капилляра оболочки. Цифрами от 1 до 7 обозначены различные (но не все возможные) случаи резонанса. В частности, при увеличении кривизны изгиба РС, сначала достигается условие резонанса, обозначенное цифрой 1 на Рис. 36 – возбуждение основной моды в капилляре, наиболее удаленном от оси световода при его изгибе, как показано на Рис. 35(b). Условию следующего резонанса (2) соответствует возбуждение основной моды сразу в двух капиллярах при другом направлении изгиба РС (см. Рис. 35(c)). Условию резонанса 3 соответствует возбуждение также двух капилляров (см. Рис. 35(b)). Отметим, что цифра 5 на Рис. 36 обозначает первый резонанс, соответствующий возбуждению второй моды капилляра в оболочке РС, наиболее удаленного от оси полой сердцевины. Точки пересечения линий 1-8 с линией n_{eff} основной моды сердцевины дают следующие диаметры изгиба РС: 12, 10.8, 8.4, 4.5, 4.0, 3.6, 2.8 и 1.5 см, что, учитывая приближения, сделанные в процессе оценок, дает удовлетворительное согласие с экспериментальными результатами, представленными на Рис. 35(a).

Таким образом, при фиксированной длине волны излучения резонансное возбуждение мод в капиллярах оболочки наблюдается при определенных радиусах кривизны РС, соответствующих реализации фазового синхронизма между соответствующими модами сердцевины и капилляров. И, учитывая повышенный уровень оптических потерь в модах

капилляров, это приводит к возникновению дополнительных пиков поглощения на зависимости проходящего сигнала (или потерь) от диаметра изгиба (максимумы на Рис. 35(a)), причем положение этих пиков изменяется при изменении длины волны излучения (Рис. 37).

Если рассматривать уравнение (3) как соотношение между длиной волны и радиусом изгиба, то оно для каждой пары мод сердцевины РС и капилляров оболочки определяет некоторую линию в координатах λ, R, на которой реализуется фазовый синхронизм между этими модами и возникают дополнительные потери в сердцевине РС. Если в условиях изгиба световода, изображенных на Рис. 35(b), рассмотреть взаимодействие только между тремя парами мод, которое наступает при максимальных радиусах изгиба (точки 1, 3 и 5 на Рис. 36), то положение кривых, соответствующих повышенным потерям для основной моды РС, можно с помощью уравнения (3) приблизительно отобразить следующим образом (Рис. 37):

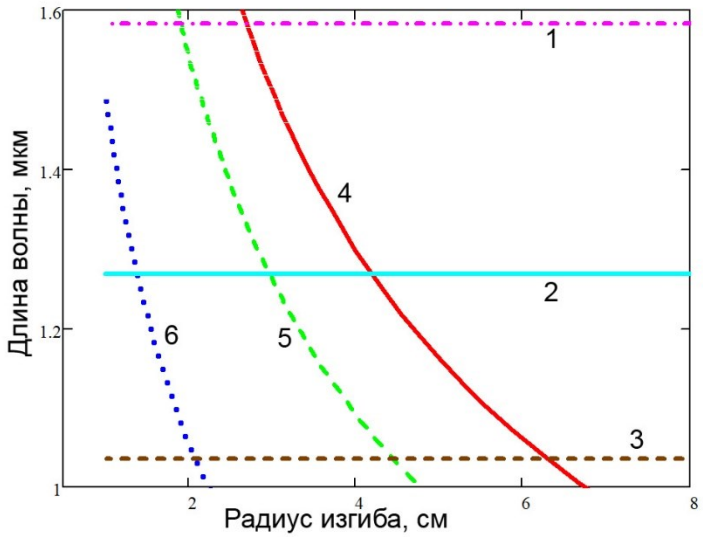

Рис. 37 *Положение зон с повышенными оптическими потерями для РС в координатах длина волны – радиус изгиба. Зоны с повышенными потерями изображены линиями. Линии 1, 2 и 3 построены по модели ARROW (ур-ние (1)) и соответствуют областям высоких потерь. Линия 4 соответствует фазовому синхронизму между основными модами сердцевины РС и наиболее удаленного капилляра оболочки (Рис. 35(b, 1)). Линия 5 – синхронизму между основной модой сердцевины и двумя капиллярами Рис. 35(b, 3)). Линия 6 – фазовому синхронизму между основной модой сердцевины и второй модой капилляра оболочки (Рис. 35(b, 1)).*

Для анализа изменения полос пропускания, происходящих при изгибе в таком же РС (с параметрами, равными соответствующим средним значениям реального световода), Прямиковым А.Д. и Алагашевым Г.К. [133] было выполнено детальное численное моделирование оптических потерь световода с учетом влияния изгиба световода. На основании полученных результатов была построена диаграмма зависимости потерь в РС от длины волны и радиуса изгиба (Рис. 38). Наблюдаемые немонотонные изменения пропускания РС при уменьшении радиуса кривизны изгиба обусловлены резонансной передачей мощности излучения в капилляры отражающей оболочки.

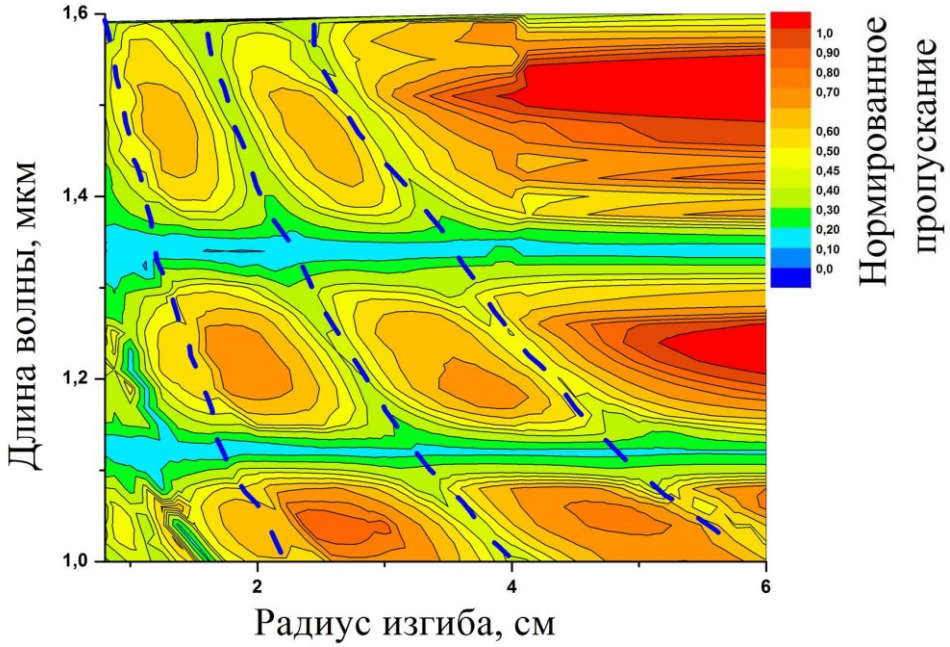

Рис. 38 ***Спектральная зависимость пропускания световода при различных радиусах изгиба (показаны первые три полосы пропускания). «Идеальный» световод, геометрические параметры которого соответствуют усреднённым параметрам реального. Пунктирными линиями обозначены области повышенных потерь, которые возникают вследствии резонансной связи моды сердцевны с модами капилляров (аналогично линиям 4, 5 и 6 на*** **Рис. 37).** [133]

Для оценки влияния разброса геометрических параметров реального световода на величину его оптических потерь при изгибе световода, нами была построена модель такого РС (аналогично представленной на Рис. 38), отличающаяся тем, что в ней был учтен разброс параметров реального световода. Результаты расчета спектра пропускания РС в такой модели представлены на Рис. 39 (a).

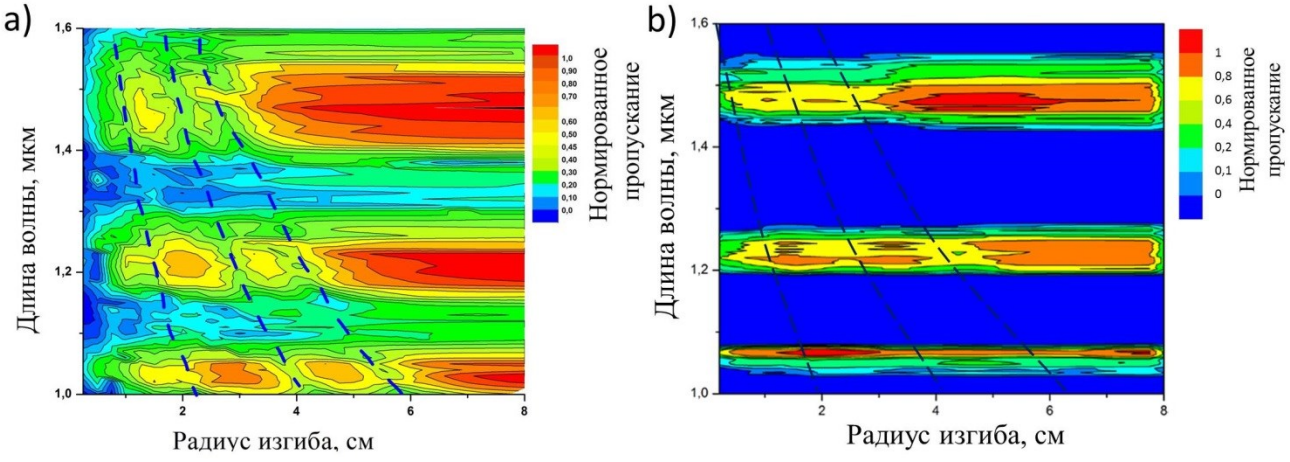

Рис. 39 ***(a) Рассчитанная зависимость спектра пропускания от радиуса изгиба для модели реального световода (*****Рис. 35*****(b)) (модель реального световода, геометрические параметры которой максимально приближены к реальному РС); (b) измеренная зависимость спектра пропускания от радиуса изгиба при возбуждении световода источником суперконтинуума. Пунктирными линиями обозначены области повышенных потерь, которые возникают вследствии резонансной связи моды сердцевны с модами капилляров(аналогично линиям 4, 5 и 6 на*** **Рис. 37).** [133]

Сравнивая диаграмму на Рис. 38 для идеального РС и аналогичную диаграмму для модели реального световода с теми же основными геометрическими параметрами (Рис. 39 (a)), можно

сделать вывод, что неидеальность этих параметров оказывает сильное влияние на оптические свойства РС. Чтобы полученная модель была максимально близка к реальному световоду, все её размеры и толщины стенок капилляров подгоняются максимально близко к соответствующим размерам реального световода, измеренным с помощью электронного микроскопа. Вследствие этого толщины стенок и диаметры капилляров оболочки в модели реального световода, как и в реальном световоде, имеют некоторый разброс. Этот факт приводит к размытию распределения резонансов на диаграмме (Рис. 39(a)). Тем не менее, основные черты диаграммы на Рис. 38 присутствуют (в несколько размытом виде) и на диаграмме Рис. 39(a).

С помощью широкополосного источника излучения были получены и экспериментальные данные, достаточные для построения диаграммы, подобной представленной на Рис. 38 и Рис. 39(a). Она представлена на Рис. 39(b). Ожидаемо, экспериментальные данные существенно более «зашумленные» по сравнению с расчетными. Нужно, по-видимому, принять во внимание, что при возбуждении РС не исключена вероятность частичного возбуждения более высоких мод, а не только основной моды, что должно возмущать наблюдаемую картину. Не смотря на внешние отличия диаграмм (a) и (b) на Рис. 39, области с повышенными потерями из-за резонансной связи моды сердцевины с модами капилляров (пунктирные линии на Рис. 39(b)) находятся именно в тех спектральных областях, которые предсказывает теория (пунктирные линии на Рис. 38 и Рис. 39(a)).

На Рис. 40 показаны распределения в ближнем поле мод воздушной сердцевины, измеренные нами экспериментально и рассчитанные численно (расчеты выполнены Прямиковым А.Д. и Алагашевым Г.К. [133]). Эти распределения в ближнем поле соответствуют первым трем резонансам, возникающим при изгибе. Мода HE_{11} возбуждается в капилляре, лежащем в плоскости изгиба при диаметре изгиба около 12 см (на Рис. 40: вверху – измеренное экспериментально распределение излучения, внизу – результаты численного моделирования).

При уменьшении диаметра изгиба мода в рассматриваемом капилляре исчезает, а в соседних капиллярах возбуждаются две основные моды. При дальнейшем уменьшении диаметра изгиба композитная мода $(TE_{01}+EH_{21})^{cc}$ снова возбуждается в капилляре, наиболее удаленном от оси световода. Фактически наблюдаемая резонансная связь мод (Рис. 40) в сердцевине РС и в капиллярах отражающей оболочки на кадрах 1, 2 и 3 соответствует фазовому синхронизму между модами при изгибе РС, на Рис. 36 обозначенному цифрами 5, 3 и 1 соответственно.

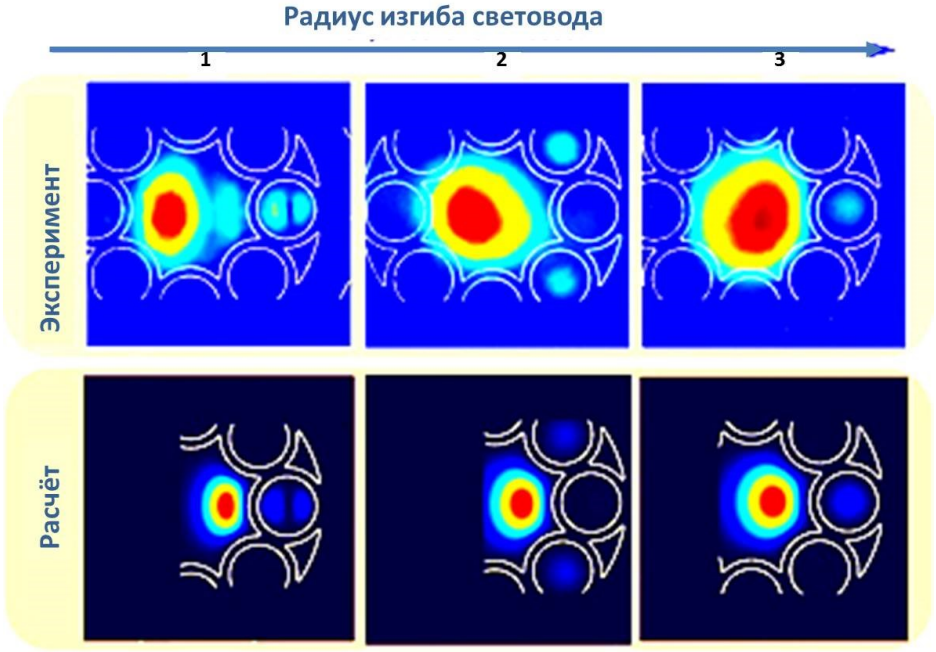

Рис. 40 ***Измеренные экспериментально (вверху) и рассчитанные численно (внизу) распределения интенсивности излучения в ближнем поле на выходе изогнутого PC, соответствующие первым трём резонансным связям основной моды полой сердцевины с капиллярами оболочки. Радиусы изгиба расчётного распределения 1,6, 3,6 и 5,6 см представлены на кадрах 1, 2 и 3 соответственно. Длина волны излучения 1,06 мкм. Ось изгиба находится слева. Масштаб: ширина каждого кадра 93 мкм; на каждом кадре указано положение основных элементов конструкции PC.*** [133]

Рассмотренное в настоящем разделе явление резонансной передачи мощности лазерного излучения, распространяющегося по сердцевине PC в капилляры отражающей оболочки при выполнении условия согласования постоянных распространения, может быть использовано при конструировании световодов такого типа. В качестве одного очевидного следствия, можно сказать, что изготовление PC с диаметром сердцевины, равным диаметру капилляров в оболочке, приведет к высоким оптическим потерям в световоде из-за беспрепятственной передачи мощности излучения в оболочку. В качестве положительного примера можно указать, что в 2016 году Расселом с сотрудниками [40] было предложено использовать резонансную передачу мощности между второй модой сердцевины $(TE_{01}+EH_{21})^{core}$ и первой модой капилляра в отражающей оболочке (в прямом световоде). Для выполнения этого условия необходимо, чтобы диаметр капилляра был меньше диаметра сердцевины (составлял определенную его долю). А именно $d/D \approx u_{01}/u_{11}=2.405/2.83=0.63$. Таким образом завышаются оптические потери во второй моде PC, что приближает его к классу одномодовых.

3.3 Выводы к главе 3

1. Впервые экспериментально измерена спектральная зависимость параметра дисперсии D_λ в зоне пропускания РС. Величины параметра дисперсии РС малы (~ 1-5 пс/(нм·км)) и значительно меньше параметров дисперсии фотонно-кристаллических световодов.

2. Впервые экспериментально продемонстрирована связь мод полой сердцевины РС с модами капилляров в отражающей оболочке. Экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с данными численного моделирования.

ГЛАВА 4. Распространение оптического разряда по полым револьверным световодам [160,161]

4.1 Распространение оптического разряда в световодах со стеклянной сердцевиной (по литературе)

По мере увеличения мощности лазерного излучения, распространяющегося по волоконному световоду, в нём проявляется ряд нелинейных явлений (напр., вынужденные рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, рамановское рассеяние, четырехволновое смешение), которые ограничивают мощность передаваемого излучения. Но существует ещё один явно "нелинейный" эффект, который гораздо более очевидным образом ограничивает возможности волоконных световодов – это явление разрушения волоконных световодов под действием излучения высокой интенсивности. Причем в волоконных световодах на основе кварцевого стекла, а также и из стекол другого типа (халькогенидных и флюоридных) явление разрушения световода под действием лазерного излучения обладает следующим неприятным для эксплуатации волоконных световодов свойством – после возникновения разрушения в некоторой области процесс разрушения световода продолжается, и область разрушения движется навстречу лазерному излучению до тех пор, пока или не будет выключен источник излучения, или не разрушится волоконный световод по всей его длине.

Впервые такое явление было обнаружено в световодах на основе кварцевого стекла [162,163] и получило в англоязычной литературе название "fuse-effect". Его исследованию было посвящено значительное количество работ (см. обзор [164] и ссылки в нем). Оказалось, что данный процесс представляет собой движение по сердцевине световода из кварцевого стекла ярко светящегося оптического разряда (ОР) (т.е. плазменного образования, поддерживаемого оптическим излучением) с температурой ~10^4 K со скоростью в диапазоне от 1 до 10 м/с [165].

В основе физического процесса, ответственного за инициирование и распространение ОР, лежат два явления: увеличение коэффициента поглощения излучения при росте температуры стекла (Рис. 41) (как кварцевого [166] так и других стёкол [167]) и нагрев материала сердцевины световода навстречу потоку лазерного излучения за счет теплопроводности. Для инициирования ОР необходимо создать в сердцевине область, поглощающую излучение, которая и создаст первоначальный нагрев стекла. Такими областями могут служить: торец световода, прислонённый к поглощающему объекту (металлу); участок световода, разогретый

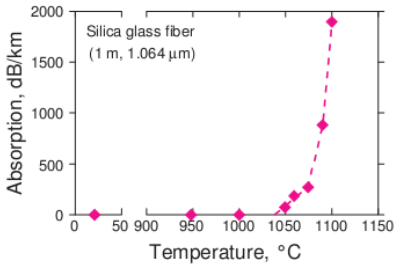

Рис. 41 *Зависимость оптических потерь в кварцевом световоде на длине волны 1,06 мкм от температуры* [166]

дугой сварки; изгиб световода с малым радиусом кривизны – все эти способы использовались исследователями для инициации ОР во время прохождения по световоду лазерного излучения высокой интенсивности.

Как показано на Рис. 41, увеличение температуры стеклянной сердцевины ведёт к резкому увеличению коэффициента поглощения, что, очевидно, создаёт положительную обратную связь. При резком увеличении температуры стеклянной сердцевины (порядка 10^4K [165]) в световоде расширяющееся стекло уплотняется и создаёт напряжения в области прохождения ОР [165,168]. По мере прохождения ОР по световоду, хвостовая часть ОР остывает, что в итоге приводит к формированию пустот в виде «пулек» или другой формы. При остывании хвостовой части ОР при его движении напряжения в стекле и изменения его плотности «вмораживаются», что видно по изменённому профилю показателя преломления после прохождения ОР (Рис.42).

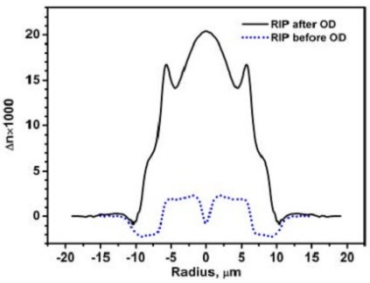

Рис.42 *Профиль показателя преломления световода до (пунктирная линия) и после (сплошная линия) прохождения по нему ОР.* [169]

Формирование в сердцевине световода после распространения ОР последовательности полостей (или пустот), рассеивающих лазерное излучение (Рис. 43), полностью нарушает волноводные свойства световода. Процесс образования полостей исследовался в [170], а в [171] приведена захватывающая анимация, показывающая процесс распространения полости, содержащей ОР, и образование периодических полостей (сама анимация собрана из серии снимков световода с участком остановки ОР уже после полного охлаждения участка световода с ОР, что ограничивает ее значение). Основной причиной формирования пустот после прохождения ОР по световоду является уплотнение стекла вокруг сердцевины, как это показано в [168]. В результате вещества, вовлеченного в ОР, становится недостаточно для заполнения образовавшегося объема, что приводит к формированию пустот. В работе [172] было показано наличие молекулярного кислорода в образуемых полостях с давлением, по оценкам, около 4 атм.

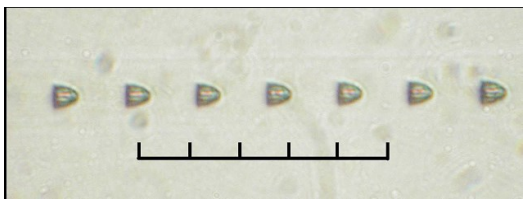

Рис. 43 *Фотография периодической структуры пустот в сердцевине световода, образованной под действием излучения 1,06 мкм Nd:YAG-лазера мощностью 4,2 Вт. Излучение распространялось слева направо. Масштаб: каждое деление – 10 мкм.* [173]

Однако эти пустоты можно использовать как интерферометр Фабри-Перо для создания сенсоров [174], при этом, конечно, пустоты не обязательно должны быть получены прохождением по световоду ОР [175,176]. Распространение ОР под действием непрерывного лазерного излучения наблюдалось в диапазоне интенсивностей излучения в сердцевине от 10^6 – 10^9 Вт/см^2. Подчеркнем, что физическим механизмом, определяющим распространение ОР, в таком случае

является теплопроводностный перенос энергии от горячей области ОР к холодному материалу сердцевины навстречу потоку лазерного излучения. Поэтому процесс распространения ОР в указанном диапазоне интенсивностей подобен процессу медленного химического горения [177].

При увеличении интенсивности лазерного излучения в сердцевине из кварцевого стекла до величин более 10^9 Вт/см^2 реализуется другой режим распространения ОР – детонационный [178]. В этом случае зона энерговыделения движется по световоду навстречу лазерному излучению вместе с ударной волной (как в случае химической детонации). Распространение ударной волны поддерживается за счет поглощения на ее фронте лазерного излучения. Скорости движения ОР в этом случае значительно выше, чем в теплопроводностном режиме. Они достигают величины около 3 км/с.

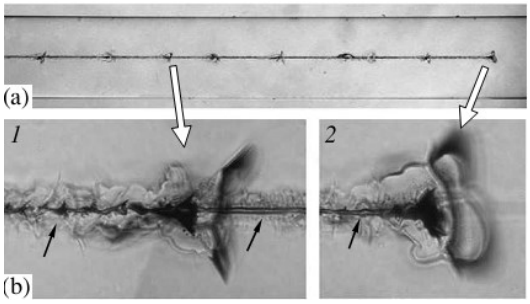

Рис. 44 *Фотографии световода после прохождения по нему ОР, распространяющегося под действием импульсного лазерного излучения. Лазерное излучение на всех кадрах распространяется справа налево. (a) Повреждения сердцевины после прохождения ОР; диаметр световода, наблюдаемый на фотографии, равен 600 мкм. (b) Повреждения сердцевины световода в увеличенном масштабе (высота кадра соответствует 100 мкм: (1) область промежуточной остановки ОР между лазерными импульсами и (2) точка окончательной остановки ОР.* [178]

Но при использовании импульсных лазеров со средней мощностью в несколько ватт средняя скорость движения ОР оказывается также ~1м/с. Распространение оптической детонационной волны по световоду сопровождается развитием трещин в стекле световода и полным разрушением световода стандартного диаметра (125 мкм). Картину разрушений после прохождения волны ОР удалось зафиксировать в [179,180] только используя специальный кварцевый световод с увеличенным диаметром оболочки (600 мкм) (Рис. 44). В нем образовавшиеся трещины не достигали внешней поверхности, и он сохранял свою форму.

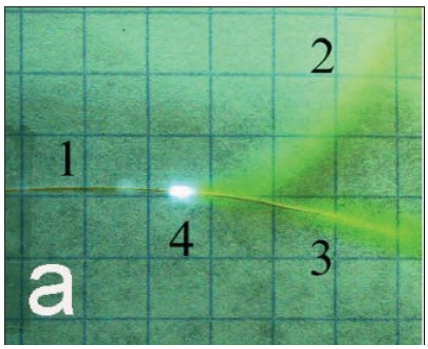

Рис. 45 *Разрушение халькогенидного волоконного световода под действием лазерного излучения. Картина горения световода данного типа: 1 – световод, 2 – поток продуктов разложения, 3 – след продуктов разложения на экране, 4 – конец световода в момент наблюдения. Яркая точка соответствует рассеянию лазерного излучения (фотокамера обладала чувствительностью на длине волны лазера). Масштаб: сторона квадратов 0,5 см. V~1мм/с.* [167]

В волоконных световодах из стекол с низкими температурами стеклования (таких, как стекла для среднего ИК диапазона – халькогенидные и флюоридные) ОР под действием излучения мощностью порядка 1 Вт не поддерживается. Но разрушение световода при воздействии лазерного излучения имеет место и носит характер термо-химического разложения материала световода (Рис. 45) по всему его поперечному сечению [181]. Пороговые мощности и интенсивности разрушения таких световодов примерно на порядок ниже, чем для световодов на

основе кварцевого стекла. Здесь и далее под пороговой величиной процесса разрушения мы подразумеваем величину мощности (интенсивности) излучения, соответствующую нулевой скорости распространения волны разрушения (см. [182]).

Одной из возможностей увеличить пороговые мощности распространения ОР оказалось использование световодов из кварцевого стекла с микроструктурированной оболочкой [183]. Наличие каналов, заполненных воздухом, вблизи твердотельной сердцевины световода обеспечивает дополнительную возможность увеличения объема ОР с соответствующим снижением его плотности, коэффициента поглощения лазерного излучения и, как следствие, повышения пороговой интенсивности поддержания ОР примерно на порядок величины.

Следует отметить, что в качестве меры устойчивости волоконного световода по отношению к его разрушению под действием лазерного излучения в большом количестве исследований используется величина пороговой мощности или интенсивности лазерного излучения, которая является наименьшей, при которой еще наблюдалось распространение оптического разряда в конкретном световоде. Подчеркнем, что при пороговых значениях мощности или интенсивности лазерного излучения процесс разрушения световода обычно не инициируется (не возникает), и становится практически невозможным распространение процесса разрушения, инициированного ранее каким-либо способом (скорость движения ОР стремится к нулю).

После создания первых реальных световодов с полой сердцевиной из кварцевого стекла в 1999 году, возник вопрос об их возможностях по транспортировке лазерного излучения высокой средней и пиковой мощности. Учитывая, что только очень малая доля мощности излучения распространяется по материалу, из которого сделан световод с полой сердцевиной (конкретно, РС), то ОР в полом световоде должен распространяться по газу, заполняющему полую сердцевину. В частности, в револьверных световодах ОР должен распространяется в воздухе, ограниченном цилиндрической конструкцией из кварцевого стекла на границе сердцевина-оболочка. Наиболее близким явлением к распространению ОР по РС с полой сердцевиной до настоящего времени было, по-видимому, явление распространения ОР по стеклянным трубкам (в том числе и из кварцевого стекла) диаметром около 10 мм, исследовавшееся в работе [184] в 1986 году. В этих экспериментах, схема которых представлена на Рис. 46, наблюдался теплопроводностный и светодетонационный режим распространения ОР по трубе при ограничении радиального разлета газа, что имеет место и в случае со световодами с полой сердцевиной, в том числе и в РС. В работе [184] ОР распространялся в атмосферном воздухе по трубкам из кварцевого стекла с внутренними диаметрами от 7,3 до 16,3 мм.

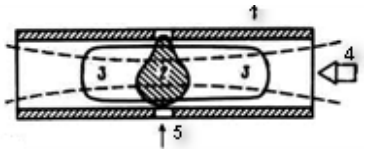

Рис. 46 *Схема эксперимента. 1 – кварцевая трубка; 2 – плазма инициирующего пробоя; 3 – оптический разряд; 4 – лазерный луч (его границы показаны пунктиром); 5 – инициирующий лазерный луч.* [184]

С точки зрения газовой динамики, эксперименты с этими стеклянными трубками должны быть похожи на эксперименты с РС, только диаметр трубок значительно превышал диаметр полой сердцевины в волоконных световодах (для сравнения, диаметр полой сердцевины РС обычно составляет десятки микрон). Эксперименты [184] проводились с лазером (λ = 1,06 мкм), работающим в квази-непрерывном режиме, а длительность лазерных импульсов составляла примерно 5 мс, что превышало длительность практически всех переходных процессов. Когда внутри трубки возникает центр поглощения лазерного излучения (2 на Рис. 46), возникает оптический разряд, который движется вдоль оси трубки как по направлению к лазеру, так и в противоположном направлении, при относительно низкой интенсивности непрерывного лазерного излучения (≈ 10МВт/см^2, мощность лазерного излучения составляла приблизительно 2 МВт). Движение газа в трубе, вызванное его нагревом лазерным излучением, оказывает существенное влияние на процесс распространения ОР. Наблюдается, что с ростом интенсивности лазерного излучения режим распространения ОР меняется с теплопроводностного на светодетонационный. Соответственно, наблюдаемая скорость ОР увеличивается от приблизительно 1 км/с до 2 км/с. Подобные процессы также должны происходить в полых световодах с поправкой на значительно меньшие диаметры сердцевины. Величина мощности лазера, необходимая для распространения непрерывного ОР через полый световод, может быть оценена следующим образом. Известно, что пороговая интенсивность лазерного излучения при распространении ОР в теплопроводностном режиме по трубе обратно пропорциональна диаметру трубы $I_{th} \sim 1/d_c$ [177]. Такая зависимость возникает в результате учета потерь энергии перпендикулярно скорости распространения ОР на внутренние стенки трубки. Поэтому, основываясь на данных [184], получаем, что для полого световода с диаметром сердцевины 20 мкм в непрерывном режиме пороговая мощность должна быть порядка 500 Вт (когда пороговая интенсивность лазерного излучения в световоде равна $I_{th} \approx 5 \cdot 10^8$Вт/см^2).

При использовании же лазеров с меньшей средней мощностью наблюдение формирования и распространения плазмы по волоконным световодам с полой сердцевиной можно ожидать при использовании импульсно-периодических лазеров, но при существенно более высоких интенсивностях излучения в сердцевине световода, чем приведенная выше оценка для непрерывного режима. Так, при распространении 10 нс импульсов излучения Nd:YAG лазера по фотоннокристаллическому световоду с полой сердцевиной, заполненной атмосферным воздухом, наблюдалось ограничение энергии передаваемых импульсов по световоду длиной 8 мм из-за возникновения оптического пробоя при интенсивности лазерного излучения около

$6{,}2\cdot10^{11}$ Вт/см^2[185]. В другой работе [186] при транспортировке наносекундных импульсов (Nd:YAG, τ =12 нс, частота 10 Гц) по волоконному световоду с полой сердцевиной (световод типа «Кагоме», диаметр сердцевины 50 мкм) в нескольких экспериментах наблюдалось самопроизвольное инициирование процесса разрушения световода при интенсивностях излучения в сердцевине около $5\cdot10^{10}$ Вт/см^2, после чего волна разрушения распространялась по световоду в сторону лазера со средней скоростью ~5 см/с. При этом отражающая микроструктурированная оболочка световода полностью разрушалась. При переходе к ультракоротким импульсам пороговые интенсивности разрушения полых световодов повышаются. Так, в [187] была показана возможность доставки фемтосекундных (длительностью ~100 фс) импульсов интенсивностью до 10^{11} Вт/см^2 по волоконному световоду с полой сердцевиной (в качестве волоконного световода с полой сердцевиной использовался РС) на расстояние 10 м без деградации параметров импульсов. При этом порог разрушения световода не был достигнут.

4.2 Распространение оптического разряда по револьверному световоду [160,161]

В настоящей работе был впервые исследован процесс разрушения полого волоконного световода, изготовленного из кварцевого стекла, с сердцевиной, заполненной воздухом при атмосферном давлении, под действием лазерного излучения высокой интенсивности после инициирования оптического разряда в полой сердцевине. Также впервые в полых световодах измерен спектр собственного свечения оптического разряда и получена оценка его температуры.

4.2.1 Описание эксперимента

Схема эксперимента показана на Рис. 47(а). Лазерное излучение через линзу (1) вводилось в сердцевину световода длиной примерно 50 см с коэффициентом ввода до 80%. Эксперименты проводились с РС двух типов: РС1 и РС2. В обоих случаях волокно представляло собой структуру из кварцевого стекла с полимерным покрытием, а поперечные сечения для РС1 и РС2 показаны на Рис. 48. В некоторых экспериментах полимерное покрытие на определенных участках волокна было удалено. В частности, в ряде экспериментов полимерное покрытие РС2 было удалено (см. Рис. 47(а), область 3), чтобы поместить световод в жидкость с близким показателем преломления и наблюдать распространение ОР с помощью микроскопа (4) без

оптических искажений. Изображение регистрировалось с помощью фотокамеры (5), затвор которой был открыт в течение всего времени движения оптического разряда в поле зрения микроскопа.

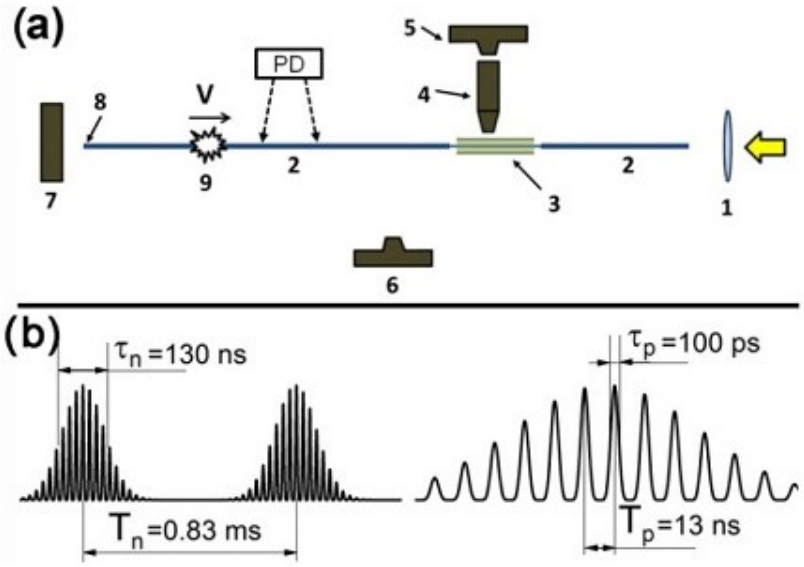

Рис. 47 *a) схема эксперимента; b) параметры лазерного излучения: наносекундные последовательности пикосекундных импульсов (слева) и пикосекундные импульсы. Не в масштабе.* [160]

Качество ввода излучения контролировалось измерителем мощности (7). Кроме того, общая картина распространения ОР (9) записывалась фотокамерой (6) с частотой кадров до 240 кадров в секунду. В выбранной части РС свечение плазмы ОР регистрировалось на длине около 30 мм с использованием фотодиода (Рис. 47(a), PD). После инициирования ОР (касанием выходного торца (8) металлической пластиной), ОР начинает двигаться со скоростью V (Стрелка указывает направление распространения ОР) вдоль заполненного воздухом РС (2). Отметим, что без инициации ОР в наших экспериментах не возникал, и излучение без видимых возмущений проходило по всей длине РС.

В качестве источника одномодового излучения был использован Nd:YAG-лазер. Он работал в комбинированном режиме модуляции добротности и синхронизации мод, генерируя наносекундные последовательности пикосекундных импульсов (НППИ) с параметрами, указанными на Рис. 47 (b). Мощность излучения в максимумах пикосекундных импульсов (ПИ) составляла до 1 МВт, что позволяло инициировать и наблюдать распространение ОР в РС. Средняя мощность лазерного излучения P_{AV} на выходе РС во время возбуждения ОР составляла приблизительно 4 Вт для РС1 и приблизительно 2 Вт для РС2. Максимальная средняя мощность наносекундных импульсов на выходе для РС1/РС2 составляла 16/8 кВт, в то время как в максимумах пикосекундных импульсов она достигала 2,0/1,0 МВт. Это соответствует следующим интенсивностям лазерного излучения на оси сердцевины РС1/РС2: средняя

интенсивность по НППИ составляла $2{,}4\cdot10^{9}/5{,}2\cdot10^{9}$ Вт/см^2; максимальная пикосекундная интенсивность импульса составляла $3{,}2\cdot10^{11}/7{,}0\cdot10^{11}$ Вт/см^2.

Длина волны Nd:YAG-лазера находилась в зоне прозрачности для каждого из световодов. Их оптические потери на этой длине волны были существенно меньше 1 дБ/м и фактически не влияли на прохождение излучения через короткие длины используемых РС. ОР был инициирован в обоих типах РС.

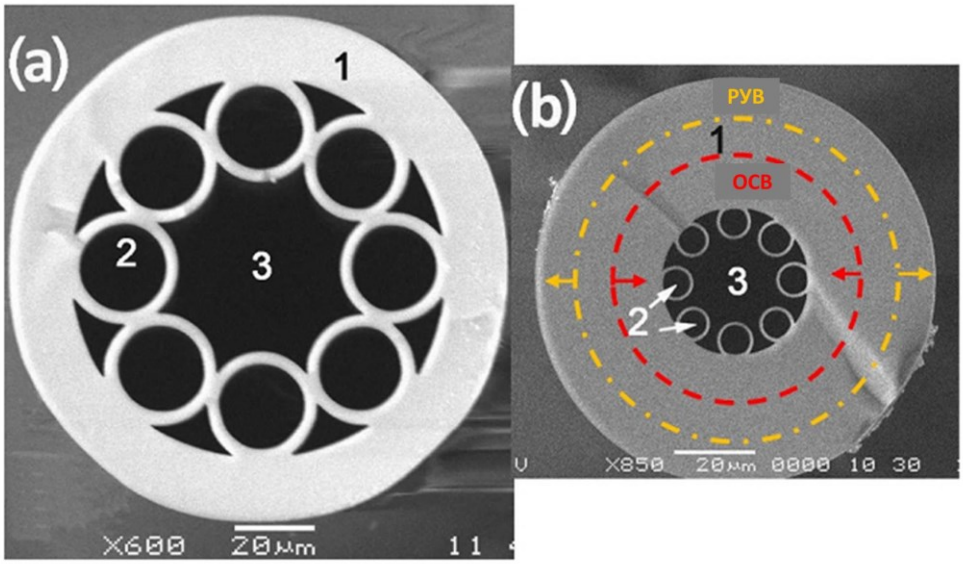

Рис. 48 *СЭМ-фотографии поперечных сколов PC1 (a) и PC2 (b). 1 – опорная труба, 2 – капилляры оболочки, 3 – полая сердцевина. Основные геометрические параметры PC1/PC2 следующие: внешний диаметр опорной трубы 125/100 мкм; диаметр полой сердцевины 42/20 мкм; внутренний диаметр опорной трубы 93/36 мкм; толщина стенки капилляров оболочки 3,1/0,8 мкм; толщина опорной трубы 16/32 мкм. Также схематично изображены расходящаяся ударная волна (РУВ) и отражённая сходящаяся волна (ОСВ).* [160]

4.2.2 Результаты эксперимента

После ввода лазерного излучения в РС ОР инициировался, а затем распространялся через волокно со средней скоростью V_{AV} ~1 м/с. ОР выглядел как яркое пятно в видимом диапазоне длин волн, движущееся по волоконному световоду навстречу лазерному излучению. Несмотря на то, что лазер работал в импульсном режиме, а длительность наносекундных импульсов (точнее, длительность НППИ) составляла порядка 10^{-4} от времени между ними, ОР перемещался вдоль волокна с приблизительно постоянной средней скоростью V_{AV} (усредненная за несколько периодов между НППИ). Интересно, что V_{AV} оказывается приблизительно эквивалентной случаю перемещения ОР вдоль стандартного кварцевого оптического волокна под действием излучения непрерывного лазера той же средней мощности P_{AV} [173]. На Рис. 49 показана картина распространения ОР через PC1.

Результаты прохождения ОР через волокна PC1 и PC2 значительно отличались.

В случае PC1 кварцевая структура волокна была полностью разрушена после распространения ОР, и ее фрагменты удерживались вместе только полимерным покрытием.

Разрушение опорной трубы световода РС1 вело к изменению условий равновесия РС1, который был зафиксирован во взвешенном состоянии перед экспериментом (см. Рис. 49). Поэтому в процессе распространения ОР возбуждались механические колебания РС1, что можно рассматривать как проявление некоторого «оптико-механического эффекта» (см. Рис. 49 или визуализация 1 в работе [160]).

Волокно РС1 на Рис. 49 было полностью покрыто полимером, за исключением длины приблизительно 3 см без полимерного покрытия, которое было закреплено в блоке ввода лазерного излучения. Когда ОР достиг зачищенного участка РС1, волокно разрушилось, и распространение ОР прекратилось (как видно на визуализации 1 в работе [160]). При прохождении ОР по РС1, кварцевая конструкция световода разрушается полностью, и полимерное покрытие лишь механически удерживает фрагменты стекла. Следующая НППИ инициирует ОР на оставшихся фрагментах. Если же полимерного покрытия нет, то световод после прохождения и остановки ОР (по завершению НППИ) обламывается, давление внутри световода снижается, унося из сердцевины стеклянные фрагменты световода. Следующая НППИ выходит из обломанного торца световода и ОР не инициируется (при условии, что торец световода не касается других объектов). Следует отметить, что это явление можно использовать для защиты волоконных линий на основе полых световодов от распространения по ним ОР, и создания своего рода «предохранителей». Для этого достаточно, чтобы волоконная линия содержала короткий участок оптического волокна со снятым полимерным покрытием и достаточно тонкой опорной трубой (как РС1). В таком случае ОР, появившийся по любой причине, остановится, когда достигнет этого участка. Это защитит остальную часть оптоволоконной линии от разрушения.

В случае РС2, опорная труба световода была сделана со стенкой удвоенной толщины по сравнению с РС1 (см. Рис. 48) и поэтому не разрушалась после прохождения по световоду ОР. Сохранение основных элементов структуры РС2 после прохождения по нему ОР позволило нам исследовать повреждения структуры волокна, вызванное ОР. По форме повреждений мы могли получить информацию о процессах, происходящих во время распространения ОР. По этой

причине большинство экспериментов проводилось с PC2.

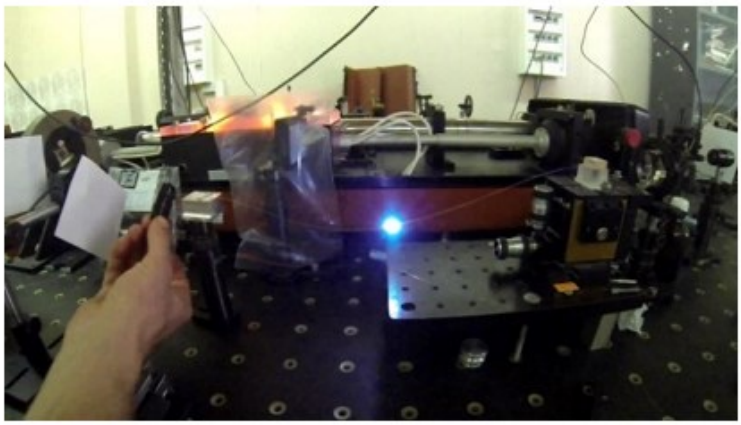

Рис. 49 *Фотография распространения ОР по PC1 (скорость затвора 1/120 с). Точка ввода излучения в световод и точка инициации ОР находятся соответственно справа и слева. Ссылку на замедленное видео распространения ОР можно найти в статье* [160]

Во время прохождения ОР его излучение фиксировалось фотодиодом сбоку от волокна (Рис. 47(a), PD), излучение лазера при этом было отфильтровано. Из сравнения осциллограмм лазерного излучения и видимого излучения плазмы ОР видно, что в большинстве случаев излучение плазмы ОР коррелирует с излучением лазера. Типичные осциллограммы представлены на Рис. 50. Сравнение осциллограмм лазерного излучения и собственного свечения плазмы в видимом диапазоне на Рис. 50 (a) и (b) показывает, что плазма ОР в интервалах между ПИ не гаснет, а количество лазерных ПИ, поддерживающих распространение ОР существенно меньше количества импульсов в НППИ. ОР поддерживается только ПИ с достаточно высокой амплитудой. ПИ проявляют себя как пики свечения плазмы ОР, но форма временно́й зависимости излучения ОР (Рис. 50(b)) также имеет непрерывную (в наносекундном масштабе времени) составляющую. Следовательно, постоянная времени релаксации плазмы ОР превышает 13 нс (интервал времени между пикосекундными импульсами). Однако между НППИ свечение плазмы не наблюдается. Каждая новая НППИ инициирует плазму ОР в сердцевине световода. Сравнение осциллограмм на Рис. 50(a) и (b) показывает, что инициирование ОР происходит, когда интенсивность лазерного излучения составляет ≈ 20% от максимальной интенсивности ПИ.

Однако в некоторых случаях число максимумов интенсивности излучения ОР во время одной НППИ сокращается до нескольких единиц (на Рис. 50(b) таких максимумов около 17). В некоторых других случаях излучение плазмы ОР под действием следующего НППИ вообще не наблюдается, то есть некоторые НППИ не инициируют ОР. Такие изменения в поведении плазмы ОР появляются случайно с относительной частотой ~ 10%. Причина этого требует дальнейшего исследования.

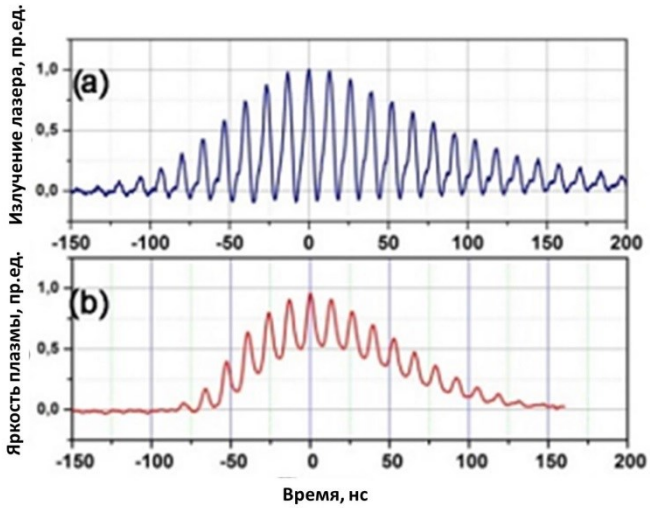

Рис. 50 *a) осциллограмма НППИ Nd:YAG лазера. НППИ состоит из 100-пс импульсов, следующих с периодом 13 нс. Длительность ПИ здесь завышена из-за частотных ограничений приёмника; b) осциллограмма видимого излучения плазмы ОР в РС2, распространяющегося под действием лазерного излучения (положение ФД см.* **Рис. 47***). Лазерное излучение отфильтровано.* [160]

Для оценки пороговых условий для инициирования и распространения ОР в РС2 была проведена серия экспериментов с последовательным пошаговым (с шагом 0,5 Вт) увеличением средней мощности лазера, начиная с P_{AV}=0,5 Вт. Полуволновая пластина и поляризационный светоделитель были дополнительно включены в экспериментальную схему (перед линзой (1), см. Рис. 47(a)) для контроля уровня P_{AV}. В результате было обнаружено, что при P_{AV} менее 1 Вт инициирование ОР и его распространение через РС2 не наблюдались. Однако при $P_{AV} \geq 1{,}5$ Вт распространение ОР наблюдалось во всех экспериментах. Так, пороги интенсивности излучения в максимумах ПП на оси РС2, соответствующие этим уровням P_{AV}, составляют $3{,}5 \cdot 10^{11} \geq I_{th} \geq 4.7 \cdot 10^{11}$ Вт/см^2.

Средняя скорость распространения ОР была измерена в соответствии с видеоданными камеры (6) (Рис. 47(a)). Оказалось, что средняя скорость ОР в наших экспериментах V_{AV} существенно зависит от того, был ли РС покрыт полимером или нет. Если РС2 был полностью покрыт полимерным покрытием, то ОР движется с приблизительно постоянной средней скоростью (см. Рис. 51, линия 1), и в этом случае V_{AV} = 0,91 м/с.

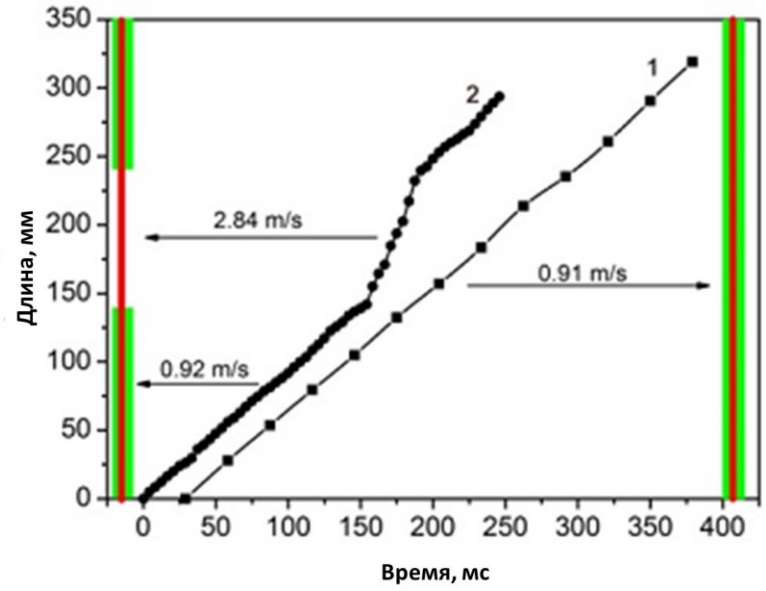

Рис. 51 *Зависимость пройденного расстояния от времени для ОР, распространяющегося по РС2 покрытому полимером (1) и по РС2 с которого полимер был частично снят (2). Справа и слева схематично изображены световоды, полностью покрытый полимером и частично зачищенный соответственно. Над стрелками подписаны измеренные скорости V_{av} для разных участков световода. В обоих экспериментах выходная мощность P_{av}=2 Вт.* [160]

Однако, если полимерное покрытие было частично удалено, а опорная трубка из кварцевого стекла непосредственно граничила с воздухом, то ОР распространился по этому зачищенному сегменту РС2 со значительно большей V_{AV}. Зависимость пути ОР от времени $L(t)$ имела в этом случае форму ломаной линии (Рис. 51, линия 2). Различные участки этой линии соответствуют разным скоростям ОР: V_{AV} = 0,92 м/с для областей с полимерным покрытием и V_{AV} = 2,84 м/с для областей без покрытия (≈3 раза быстрее). Отметим, что здесь измерялось среднее значение скорости ОР.

На Рис. 52, Рис. 54 и Рис. 55 показаны повреждения РС2 после прохождения по нему ОР. Условия в которых находился при этом РС2 во время распространения по нему ОР различны: Рис. 52 – световод был погружен в жидкость (глицерин) для согласования показателей преломления; Рис. 54 – световод находился без полимерного покрытия в воздухе; Рис. 55 – световод находился в полимерном покрытии (a) (после прохождения ОР полимер был снят для получения фотографий) и световод был без полимерного покрытия в воздухе (b). На Рис. 52 показаны изображения одного и того же участка РС2 до, во время и после распространения ОР через него. Эти снимки были сделаны камерой 5 (Рис. 47(a)). Перед распространением ОР волокно однородно по длине (Рис. 52(a)). На Рис. 52(b) представлена интегральная по времени фотография плазмы ОР, то есть затвор камеры был открыт все время, пока ОР был в поле зрения камеры. Фотография, сделанная после прохождения ОР (Рис. 52(c)), показывает повреждения отражающей оболочки РС2, которые выглядят как периодическая структура с периодом приблизительно 180 мкм. Фотографии поперечных сечений волокон, сделанные

прецизионно в поврежденной и неповрежденной области, представлены на Рис. 53. В пределах каждого периода (где наблюдается периодичность) области со значительным разрушением капилляров отражающей оболочки (яркие области на Рис. 52 (c)) чередуются с менее поврежденными областями, где капилляры практически не имели дефектов (темные области на Рис. 52(c)). Однако периодичность иногда значительно нарушается. Например, на Рис. 52(c) мы можем видеть сегмент волокна, где поврежденные области практически не отделены друг от друга и образуют одну существенно более длинную поврежденную область. На Рис. 52 показаны результаты эксперимента, когда волокно PC2 без полимерного покрытия было погружено в жидкость (глицерин). Совокупность экспериментов показала, что примерно такие же картины повреждения PC2 (как на Рис. 52(c)) также наблюдаются, когда ОР распространяется через волокно, полностью покрытое полимерным покрытием (акрилат, Рис. 55 (a)) а также когда PC2 погружен в жидкий металлический галлий при температуре выше его температуры плавления 30 ° C (причины выбора галлия приведены ниже).

Рис. 52 ***Фотографии одного и того же участка световода до (a), во время (b)и после (c) прохождения по нему ОР. Световод без полимерного покрытия был помещён в иммерсионную жидкость. Лазерное излучение распространялось слева направо. Условия подсветки: (a) сзади, (b) только собственное излучение плазмы ОР (излучение лазера отфильтровано), (c) подсветка сбоку. Размер кадра по горизонтали 3,5 мм.*** [160]

Существенно иная картина повреждений была получена в PC2, когда ОР распространялся через зачищенный участок PC2 (без полимерного покрытия), расположенный в воздухе. На Рис. 54 показаны изображения PC2, подобные изображениям, показанным на Рис. 52, с той разницей, что на Рис. 54 зачищенный сегмент световода находился в поле зрения микроскопа (4) (Рис. 47) в положении (3) без иммерсионной жидкости. Изображения областей световодов 1, 3 и 5 на Рис. 54 аналогичны изображениям на Рис. 52. Существенным отличием между Рис. 52 и Рис. 54 является наличие областей 2 и 4 на Рис. 54, где нет свечения плазмы ОР (Рис. 54 (b)) и имеется значительная (до ~ 1 мм) длина световода без повреждения капилляров в оболочке. Следует отметить, что в областях аналогичных 1, 3 и 5 на Рис. 54, где наблюдаются

периодические (с периодом приблизительно 180 мкм) последовательности разрушений, также можно увидеть области со значительным нарушением периодичности (как на Рис. 52(c)).

На Рис. 53 показаны более подробные фотографии повреждённых участков световода PC2 (a1 и b1), а также фотографии сколов, сделанных в фиксированных местах световода после прохождения по нему ОР (a2 и b2). Места будущих сколов указаны белыми стрелками (Рис. 53(a1,b1)) Видно, что на Рис. 53(b2) наблюдается сохранившаяся структура капилляров отражающей оболочки, в то время как на Рис. 53(a2) она полностью отсутствует. При этом, как видно из Рис. 52 и Рис. 54, свечение плазмы наблюдалось и в областях с разрушениями и в областях без разрушений. В местах, соответствующих будущим областям с разрушениями, интенсивность свечения плазмы выше, чем в областях между ними. Области полного разрушения капилляров отражающей оболочки в PC2 соответствуют, по-видимому, областям распространения ударной волны (УВ) с максимальным скачком давления на фронте, т.е. распространению светодетонационной волны под действием ПИ и УВ в моменты времени сразу по окончании ПИ. Через какое-то время после окончания ПИ энергии УВ становится недостаточно для разрушения капилляров оболочки.

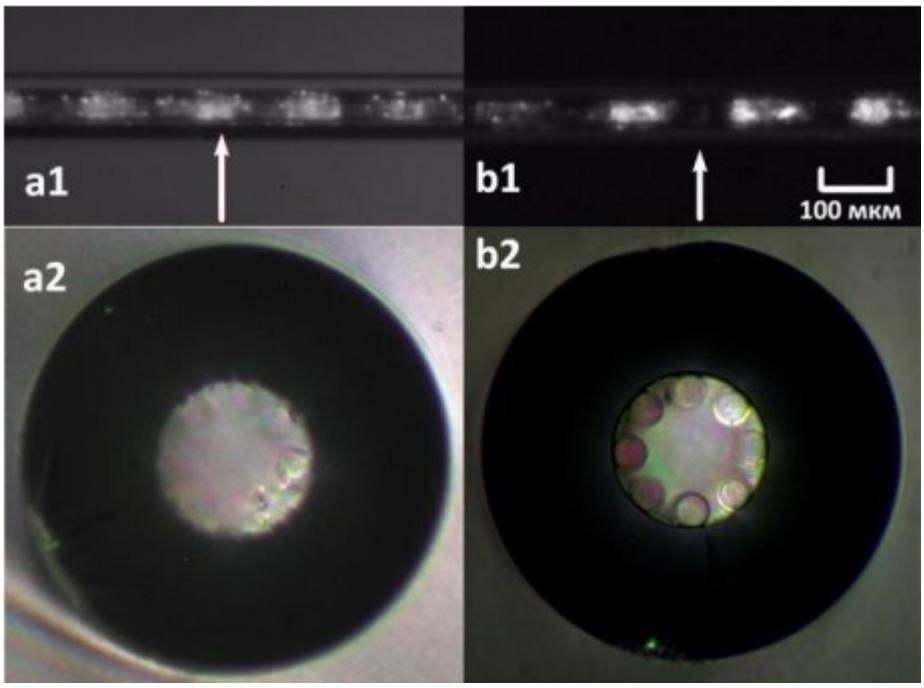

Рис. 53 ***Световод PC2 после прохождения по нему оптического разряда. a1, b1 – вид сбоку. Стрелками указаны места последующих сколов. a2, b2 – фотографии поперечного сечения световода, соответствующие местам, указанным на a1, b1. Фотографии a1 и b1 выполнены без иммерсии, поэтому масштаб по вертикали отличается от указанного для a1 и b1 масштаба по горизонтали. На a2 и b2 внешний диаметр световода 100 мкм.*** [161]

Из приведённых фотографий мы видим, что существует большая дисперсия длин областей с поврежденными/неповрежденными капиллярами в отражающей оболочке волокна. Для более точного колличественного описания длин периодических разрушений нами был произведён их статистический анализ. Данный анализ был выполнен следующим образом. Получены

панорамные изображения поврежденных световодов с высоким разрешением (длина: до 120 мм), объединяющие последовательные фотографии. Их 9 мм части показаны на Рис. 55(a), где ОР распросранялся по световоду с полимерным покрытием, и на Рис. 55(b), где ОР распросранялся по световоду без покрытия. Используя эти панорамные снимки, мы получили зависимости для яркости изображения вдоль оси сердцевины волокна от длины волокна *I(x)*. Яркие и темные области соответствуют поврежденным и неповрежденным областям соответственно. Зависимость *I(x)*, соответствующая ОР распросранявшемуся по PC2 с полимерным покрытием, приведена на Рис. 55 (c), а ОР распросранявшемуся по PC2 без покрытия, на Рис. 55(d) (на графиках (b) и (c) длина волокна составляет 52 мм). Рис. 55(d) демонстрирует большие промежутки между поврежденными областями по сравнению с Рис. 55(c).

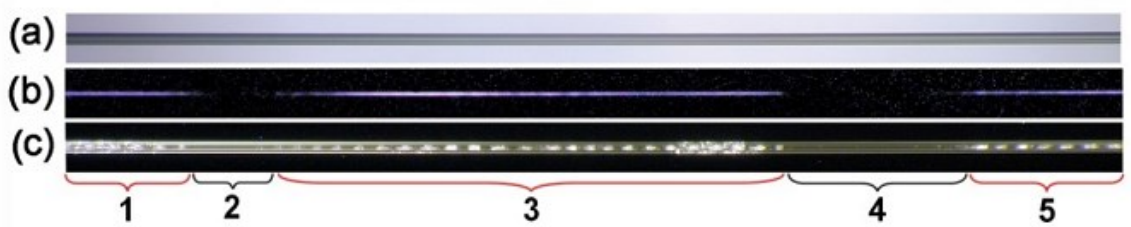

Рис. 54 ***Фотографии одного и того же участка световода до (a), во время (b) и после (c) прохождения по нему ОР. Световод без полимерного покрытия находился в воздухе во всех трёх случаях (без иммерсионной жидкости, в отличие от фотографий на*** **Рис. 52***). Лазерное излучение распространялось слева направо. Условия подсветки: (a) сзади, (b) только собственное излучение плазмы ОР (излучение лазера отфильтровано), (c) подсветка сбоку. Размер кадра по горизонтали 9 мм.* [160]

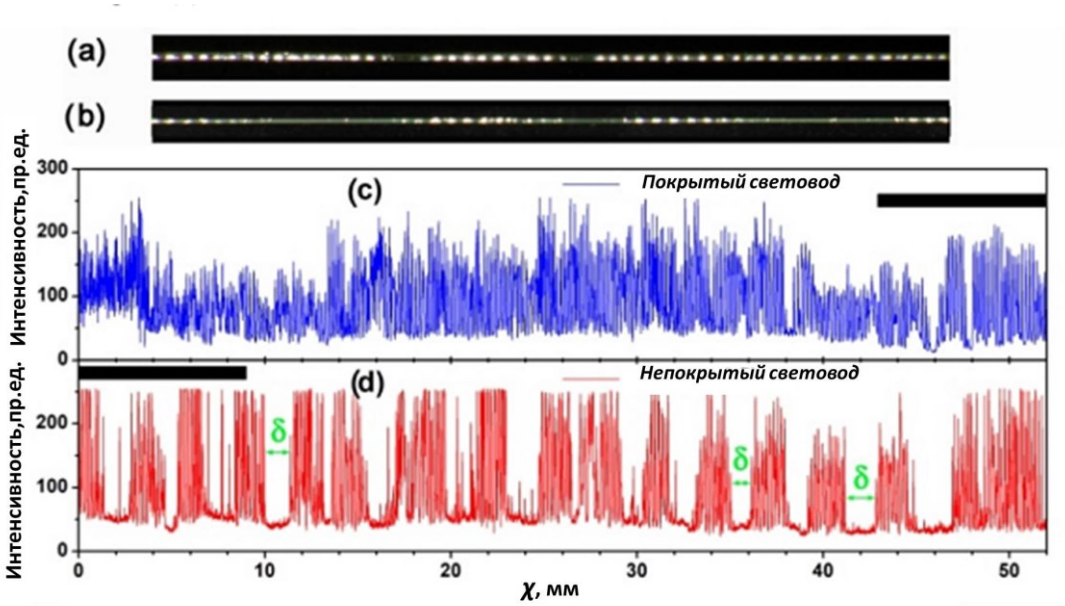

Рис. 55 ***Участок световода PC2 после прохождения по нему ОР, где световод горел в полимере (a) и без полимера (b). Размер кадров по горизонтали 9 мм. Лазерное излучение распространялось слева направо. На (c) и (d) изображены функции I(x) для панорамных снимков разрушенных световодов, которые частично изображены на (a) и (b) соответственно. Чёрные прямоугольники на (c) и (d) указывают положения кадров (a) и (b) на приведённом участке световода. Длина некоторых участков без повреждений на (d) обозначена как δ.*** [160]

Используя преобразование Фурье, мы вычислили пространственно-частотные спектры *I(x)* в обоих случаях. Целью было определить основные пространственные периоды этих функций. Спектры пространственных частот для функций на Рис. 55 (c) и (d) показаны на Рис. 56. Синяя линия соответствует случаю, когда ОР распросранялся по РС2 с полимерным покрытием, а красная линия случаю, когда ОР распространялся по непокрытому световоду. Оба спектра содержат пики на $5{,}4\cdot10^{-3}$ мкм$^{-1}$ (обозначено 1), что соответствует пространственному периоду $T_1\approx185$ мкм. Однако спектр непокрытого волокна (красная линия) содержит дополнительный пик на $3{,}3\cdot10^{-4}$ мкм$^{-1}$ (обозначенный 2), который соответствует пространственному периоду $T_2\approx3$ мм. Период T_2 включает в себя последовательность периодов T_1 и неповрежденный участок (2 и 4 на Рис. 54 (c) и δ на Рис. 55 (d)).

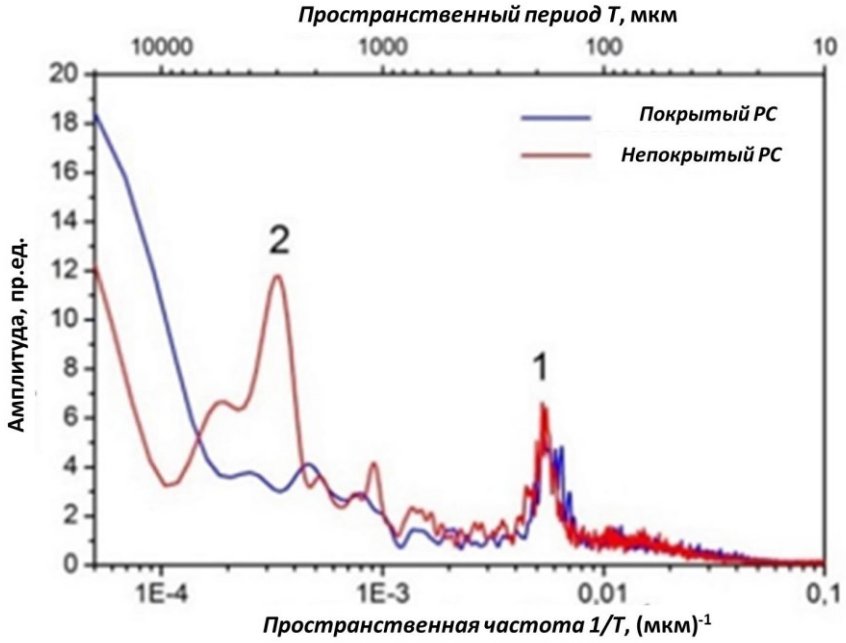

Рис. 56 ***Спектр пространственных частот для функции I(x), приведённой на*** **Рис. 55*(c) и (d).*** [160]

4.3 Описание процесса распространения оптического разряда по волоконному световоду с полой сердцевиной

Полученные выше экспериментальные результаты можно объяснить следующим образом. Сразу после инициирования (формирования плазмы в полой сердцевине световода с помощью металлической мишени) под действием пикосекундного лазерного импульса (ПИ) распространяется светодетонационная волна (СДВ), которая после окончания ПИ продолжает свое движение как затухающая ударная волна (УВ). Следующий ПИ, который приходит через 13 нс до полной релаксации плазмы в полой сердцевине (см. Рис. 50(b)), начинает поглощаться во фронте еще мощной УВ, в результате чего процесс распространения СДВ и ее релаксации

повторяется. В тех отрезках РС, где перепад давления на фронте СДВ и УВ достаточно велик, наблюдается разрушение капилляров, образующих отражающую оболочку в РС. В областях между ними разрушение капилляров не наблюдается (см. Рис. 53). После окончания НППИ плазма ОР в сердцевине полностью релаксирует, и распространение плазмы ОР под действием следующего НППИ начинается с инициирования ОР. ОР в этом случае может инициироваться в области разрушенных капилляров, ближайшей к лазеру – например, за счет увеличения напряженности электрического поля на острых осколках кварцевого стекла в такой области. Это имеет место при распространении ОР по РС, покрытому полимерной оболочкой. Подобный процесс имеет место в фокальной области линзы, фокусирующей последовательность ПИ в газе и при отсутствии какого-либо световода [188–190].

Если же ОР распространяется по непокрытому полимером световоду, окружённому воздухом, то наблюдается инициирование ОР последующими НППИ не в области разрушенных капилляров, а примерно в 1 мм перед ней (см. Рис. 54 (b) и (c), области 2 и 4; некоторые из похожих пробелов на Рис. 55 (d) отмечены зелеными стрелками и буквами δ). Эксперименты показывают, что это различие обусловлено свойствами среды, которой окружена стеклянная поверхность РС2. Вероятно, что здесь существенную роль играют условия отражения упругих волн от внешней поверхности опорной трубы световода.

УВ, сформировавшаяся в воздухе сердцевины РС2 в результате воздействия НППИ, частично проникает в кварцевую опорную трубу в виде расходящейся по радиусу ударной волны (Рис. 48(b), РУВ). При достижении внешней поверхности опорной трубы, РУВ отражается от нее (если световод находится в воздухе без полимерного покрытия, то в виде волны разрежения). Причем коэффициент отражения зависит от сочетания свойств кварцевой опорной трубы и оболочки (точнее, от их плотности и скорости звука в них, см. ниже). В случае границы кварц-воздух коэффициент отражения близок к единице, а на границах кварц-полимер, кварц-глицерин и особенно кварц-жидкий галлий он существенно меньше.

В случае, когда ОР движется по световоду без полимерной оболочки, то УВ, возбуждаемая в опорной трубе, после достижения внешней ее границы, практически полностью отражается назад в виде волны разрежения, которая при выходе на внутреннюю поверхность опорной трубы заполняет газ (воздух) в полой сердцевине мелкими осколками кварцевого стекла (в том числе и очень мелкими, размерами ~30 нм), которые, двигаясь по полой сердцевине вслед за уходящей УВ в промежутке между НППИ, за время около 1 мс смещаются по световоду навстречу лазерному излучению на расстояние порядка 1 мм. Порог оптического пробоя воздуха при добавлении частиц кварцевого стекла снижается по сравнению с чистым воздухом, что дает возможность инициирования ОР на расстоянии около 1 мм от последнего участка разрушения капилляров в световоде (как видно на Рис. 54 (b) и (c)). Добавление этих

неповрежденных участков световода к пути, пройденному ОР, вносит существенный вклад в наблюдаемое увеличение средней скорости распространения ОР по световоду без полимерной оболочки по сравнению с покрытым световодом. Ниже приведено более подробное описание перечисленных процессов с необходимыми численными оценками.

1. **Светодетонационная волна**

После инициирования ОР распространяется под действием излучения пикосекундного лазерного импульса с максимальной интенсивностью около $2\cdot10^{12}$ Вт/см^2. Если считать, что имеет место светодетонационной волны, то ее скорость можно оценить из соотношения

$$V_{LSDW}=\left[2\cdot\left(\gamma^2-1\right)\frac{I_p}{\rho_0}\right]^{\frac{1}{3}},l_{LSDW}(t)=\left[2\cdot\left(\gamma^2-1\right)\frac{I_p}{\rho_0}\right]^{\frac{1}{3}}\cdot t \qquad (4)$$

где I_p- интенсивность излучения пикосекундного лазерного импульса на оси световода, γ – показатель адиабаты для газа, а ρ_0- плотность воздуха в сердцевине световода [191]. Соответственно, для указанной выше интенсивности и плотности воздуха в лабораторных условиях скорость составляет около V_{LSDW} ≈300 км/с, то есть за время импульса (100 пс) светодетонационная волна проходит расстояние около $l_{LSDW}(\tau_p)$≈30 мкм.

2. **Затухающая ударная волна**

Между пикосекундными импульсами энергия от лазера не поступает, поэтому СДВ превращается в простую ударную волну (УВ). Она имеет сложную геометрическую форму (см., напр., [192]). Суммарное расстояние, пройденное СДВ (l_{LSDW}) и УВ (l_{SW}) по оси РС2 за время между ПИ (13 нс), может быть измерено как расстояние между соседними разрушенными областями. Из статистического анализа распределения разрушенных областей в световоде (см. Рис. 55(c) и Рис. 56), мы имеем величину пространственного периода разрушений около Δ≈180 мкм.

Это расстояние также можно оценить как сумму расстояний, пройденных сначала СДВ в течение времени τ_p (100 пс) и потом затухающей ударной волной в течение времени T_n-τ_p (13нс-100пс). Если для оценки рассматривать движение УВ как движение ударной волны после точечного взрыва в приближении сферической симметрии [193], то расстояние l_{SW}, пройденное УВ от точки взрыва с энергией, равной энергии ПИ (≈0.17 мДж) за время между ПИ составляет

$$l_{SW}^{sp}(t)=\left(\frac{E}{\rho_0}\right)^{1/5}\cdot t^{2/5} \qquad (5)$$

что ближе к эксперименту при небольших значениях времени, пока волна прошла не более нескольких диаметров сердцевины световода. Такая оценка дает величину $\Delta\approx l_{LSDW}(\tau_p)+l_{SW}(T_n)-l_{SW}(\tau_p)$≈130 мкм (с учетом расстояния, пройденного СДВ).

В приближении же плоской ударной волны ("одномерный точечный взрыв" [193]), идущей по трубе, что ближе к ситуации при больших временах, когда ударная волна идет по сердцевине световода, не разрушая капилляры:

$$l_{SW}^{p} = \left(\frac{E}{\rho_0 \cdot S} \right)^{1/3} \cdot t^{2/3}, \qquad (6)$$

что дает для того же времени (13 нс) величину Δ=420 мкм. В эксперименте же среднее расстояние между разрушениями, вызванными последовательными ПИ в наносекундном пакете, равно 180 мкм. Сравнение полученных оценок с экспериментальным значением показывает, что к реальным условиям в данном случае ближе приближение сферической ударной волны.

3. Величина давления в полой сердцевине световода во время распространения оптического разряда

В сердцевине световода после распространения ОР наблюдается последовательная смена участков с разрушенными и неразрушенными капиллярами отражающей оболочки. Это означает, что в одни моменты времени в полой сердцевине при распространении ОР развивается давление, достаточное для разрушения капилляров в отражающей оболочке, а в другие моменты времени величина давления для этого недостаточна. Точное решение задачи об определении параметров детонационной волны и ударной волны, при которых разрушаются капилляры, представляет достаточно сложную задачу. Но если в качестве начального приближения выбрать условие разрушения вследствие потери устойчивости цилиндрической оболочки под действием постоянного внешнего давления, то можно получить некоторое эффективное статическое давление, которое соответствует разрушению капилляров в оболочке [194]. Если p_{cr} – критическое давление, при котором наблюдается разрушение длинного капилляра радиусом r и толщиной стенки d_W, то

$$p_{cr} = \frac{E}{4 \cdot \left(1 - \nu^2\right)} \cdot \frac{{d_W}^3}{r^3} \qquad (7)$$

где E – модуль Юнга для материала капилляра (в данном случае для кварцевого стекла), а ν – коэффициент Пуассона. Для световода РС2 получаем оценку $p_{cr} \approx$190 атм. Таким образом, давление в полой сердцевине в области разрушений превышает эту величину. В то же время, расчетное значение давления за фронтом светодетонационной волны во время действия пикосекундного импульса составляет по численной оценке [195]

$$p_{LSDW} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2 + 1} \cdot \left(\frac{V_{LSDW}}{c_S} \right)^2 \cdot p_0 \approx 0.5 \cdot 10^6 \, atm \quad (8)$$

Здесь P_{LSDW} и γ_2 давление и показатель адиабаты для газа за СДВ, p_0, γ_1 и c_s - давление, показатель адиабаты и скорость звука для газа перед СДВ. Рассчитанное таким образом давление значительно превышает критическое для разрушения капилляров p_{cr}, что соответствует наличию участков с разрушениями. С другой стороны, за время между пикосекундными импульсами интенсивность ударной волны снижается с соответствующим снижением давления за фронтом ударной волны P_{SW}. Используя то же приближение точечного взрыва в приближении сферической симметрии для ударной волны как и ранее (5), мы получим, что за время между соседними пикосекундными импульсами (13 нс) давление P_{SW} снижается до ≈70 атм, что более чем в 2 раза ниже, чем порог разрушения капилляров. Таким образом, оценки показывают, что в промежутке времени между пикосекундными импульсами сначала давление значительно превышает критическое для разрушения капилляров в отражающей оболочке, но затем величина давления снижается, и его становится недостаточно для разрушения капилляров. Что и наблюдается в наших экспериментах (см., напр., Рис. 52(c)).

Таким образом, физическая картина наблюдаемого процесса распространения ОР по револьверному световоду в течение НППИ включает следующие процессы:

1. Инициирование и распространение СДВ под действием пикосекундного лазерного импульса.
2. Последующее движение затухающей ударной волны вдоль полой сердцевины в течение времени между пикосекундными импульсами.
3. Процесс повторного инициирования СДВ на фронте затухающей ударной волны следующим пикосекундным импульсом.

Данная картина находится в хорошем качественном и удовлетворительном количественном согласии с наблюдаемой картиной повреждений полого световода.

4. Инициирование оптического разряда в полой сердцевине при большом интервале между импульсами лазерного излучения

Во всех наших экспериментах, в которых не разрушалась опорная труба световода, движение ОР, однажды начавшись, всегда продолжалось до тех пор, пока ОР не достигал точки ввода лазерного излучения в световод, т.е. входного торца РС. И если поглощение каждого следующего пикосекундного импульса в НППС обеспечивалось поглощением ещё не релаксировавшей (за T_p=13 нс) плазмы, то между НППС импульсов (T_n=830 мкс) свечение плазмы в ОР полностью исчезало (см. Рис. 50(b)), и вопрос инициирования ОР в этих условиях заслуживает отдельного обсуждения.

Действительно, за время почти 1 мс между наносекундными пакетами ударная волна уходит на расстояние примерно 30 см по световоду до прихода очередного пикосекундного импульса из следующего пакета. При этом она уже может рассматриваться как слабая ударная волна, она не приводит к ионизации воздуха в сердцевине. Но мы наблюдаем, что повторное инициирование имеет место либо вблизи точки разрушения, ближайшей к лазеру, (в случае световода, покрытого полимером), либо на расстоянии около 1 мм от этой точки (в случае световода без полимерного покрытия).

Инициирование ОР в области разрушенных капилляров, несомненно, облегчается присутствием мелких осколков (толщина стенки капилляра 0.8 мкм, поэтому возможно присутствие и более мелких осколков), на остриях которых имеет место концентрация электрического поля лазерного излучения, что приводит к снижению пороговой интенсивности пробоя воздуха. Сложнее объяснить наличие миллиметровых разрывов в структуре разрушений РС (Рис. 54(c)) и в треке движения ОР на этих же отрезках (Рис. 54(b)) в световоде без полимерного покрытия.

Наличие или отсутствие полимерного покрытия на световоде может влиять на температуру всей конструкции световода после прохождения ОР. Элементарные оценки показывают, что изменение температуры световода после прохождения ОР через примерно 1 мс составляет порядка 50°C, и мало отличается для покрытого и непокрытого полимером световодов (увеличение скорости движения ОР по непокрытому световоду снижает величину нагрева, но увеличение теплоемкости единицы длины световода, покрытого полимером, компенсирует эффект повышения температуры при снижении скорости распространения ОР). Таким образом, маловероятно, что тепловые эффекты существенно влияют на эффект различия скорости распространения ОР по покрытому полимером и непокрытому световоду.

Наиболее вероятной выглядит гипотеза о влиянии на процесс распространения ОР по револьверному световоду ударных волн, распространяющихся в опорной трубе световода. Действительно, при достижении ударной волной, возникшей при лазерной детонации, опорной трубы, она частично проникает в кварцевое стекло трубы, идет до ее внешней границы, и отражается от неё обратно. Причём коэффициент отражения ударной волны от цилиндрической внешней поверхности трубы существенно зависит от окружающего трубу материала. Известно, что коэффициент отражения звуковой волны от границы раздела двух сред определяется следующим образом [195]:

$$R = \left(\frac{\rho_1 \cdot c_{s1} - \rho_2 \cdot c_{s2}}{\rho_1 \cdot c_{s1} + \rho_2 \cdot c_{s2}} \right)^2 \quad (9)$$

где ρ_i и c_{si} – плотность и скорость звука в каждой из граничных сред соответственно. Выражение (9) справедливо для нормального падения волны.

Коэффициент отражения ударной волны на границе кварцевое стекло – воздух с точностью до примерно 10^{-4} равен единице. В то время как на границе кварцевое стекло-полимер он составляет 35%. Если же световод без полимера погрузить в жидкий галлий при температуре около 30°С, то коэффициент отражения на границе раздела стекло-галлий будет около 3%. Таким образом, образование в световоде после распространения ОР длинных (около 1 мм) неповрежденных промежутков коррелирует с коэффициентом отражения звуковой (и ударной) волны от границы кварцевый световод – внешняя среда: если коэффициент отражения близок к единице, то такие промежутки формируются, если же существенно ниже, то нет.

Роль же волны разрежения после отражения от внешней поверхности опорной трубы световода может быть следующей. При выходе на внутреннюю поверхность опорной трубы (время прохода звуковой волны расстояния, равного двойной толщине опорной трубы, составляет около 10 нс), волна поднимает с этой поверхности осколки разбитых капилляров. Время, в течение которого они могут приобрести скорость окружающего газа за счет сил трения, зависит от размера частиц и для частиц сферической формы может быть оценено из закона Стокса для движения сферы в вязкой жидкости [195]:

$$t_R = \frac{R^2 \cdot \rho_{SiO_2}}{4.5 \cdot \eta} \quad (10)$$

где R – радиус частицы, ρ_{SiO2} -плотность кварцевого стекла, η - вязкость газа, в котором происходит движение, в данном случае вязкость воздуха. Поскольку время t_R пропорционально R^2, то для достаточно малых частиц (размером ~10 нм) время t_R будет порядка 1 нс, и они будут двигаться вместе с потоком воздуха за ударной волной. Максимальное расстояние, на которое будут смещаться такие частицы, можно оценить, используя модель точечного сферического взрыва в газе с постоянной начальной плотностью и постоянным начальным давлением [193].

При распространении УВ по полой сердцевине газ за ее фронтом приобретает скорость в том же направлении, что и движение УВ. Но в условиях, когда перед фронтом УВ находится газ при атмосферном давлении, (УВ распространяется в условиях наличия противодавления) частицы газа смещаются в результате на некоторое расстояние в направлении движения УВ, а потом с существенно меньшей скоростью начинают движение в обратном направлении [196]. Используя результаты выполненных расчетов [196], можно определить, что в условиях наших экспериментов смещение частиц воздуха в полой сердцевине в направлении от точки

энерговыделения составит около 600 мкм (в приближении сферической УВ), Рис. 57. Смещение увеличивается при переходе к приближению плоской УВ, как это, несомненно, имеет место при больших временах движения УВ по сердцевине световода. Таким образом, воздух в полой сердцевине может захватывать мелкие частички кварцевого стекла (образующиеся в результате разрушения капилляров внешней оболочки световода PC2) и транспортировать их на максимальное расстояние ~1 мм в направлении движения УВ. Наличие мелких частиц в воздухе сердцевины снижает порог оптического пробоя воздуха, и в результате один из первых импульсов новой НППИ вызывает оптический пробой, что обеспечивает квазинепрерывное распространение ОР в условиях наших экспериментов. Скорость поперечного движения таких частиц в сердцевине под действием гравитационной силы составляет около 10 нм/с (оценка по тому же закону Стокса для сферической частицы), поэтому можно считать, что они находятся постоянно в воздухе сердцевины, не оседая.

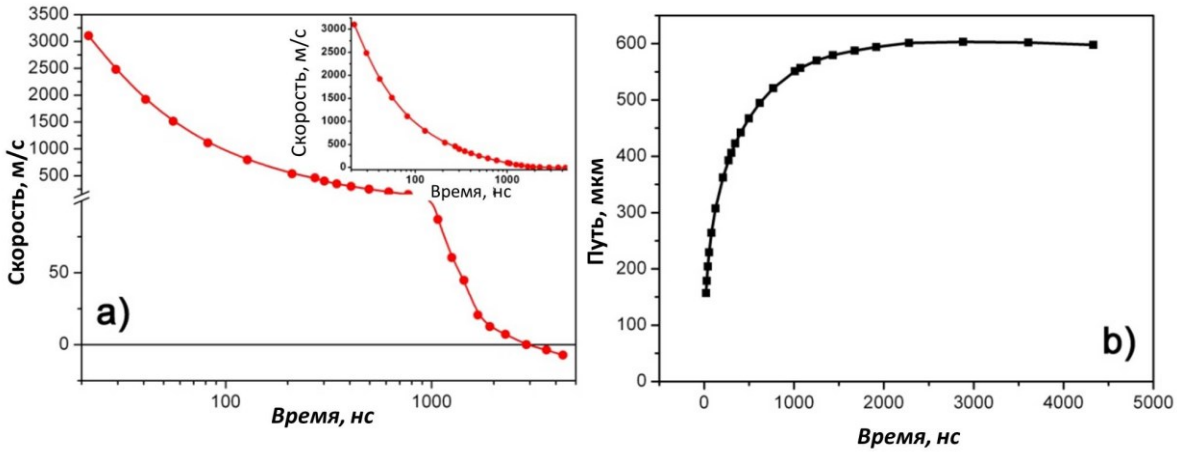

Рис. 57 *Рассчитанная по результатам работы* [196] *зависимость скорости движения частиц газа от времени для точечного взрыва с энергией, равной энергии НППИ (1.6 мДж). Для демонстрации момента изменения знака скорости на оси скорости имеется разрыв со сменой масштаба. На врезке – такой же график, но без разрыва вертикальной оси. b) Зависимость расстояния, пройденного частицей воздуха (или движущейся вместе с ней частицей кварцевого стекла) от времени (в приближении сферической УВ). Смещение достигает 0.6 мм, что по порядку величины совпадает с размером области неповрежденных капилляров (см.* **Рис. 54***).* [160]

Разумеется, приведенные оценки учитывают далеко не все обстоятельства процесса. Например, после первого пикосекундного импульса второй ПИ взаимодействует уже с возмущенным газом, что нами здесь не учитывается. Более точные приближения могут быть рассмотрены в процессе дальнейших исследований.

5. Оценка средней скорости распространения оптического разряда по РС

Представленная выше картина процесса распространения ОР по полому световоду позволяет оценить среднюю скорость движения ОР в наших экспериментах.

При распространении ОР по PC2 без полимерной оболочки путь, им пройденный, складывается из отрезков длиной ~180 мкм, на которые смещается ОР от одного ПИ до другого.

Если считать, что в каждом НППИ таких импульсов в среднем 10, то смещение ОР в течение одного НППИ составляет около 1.8 мм (длина "отпечатка" НППИ). Кроме того, в световодах без полимерного покрытия расстояние между последовательными "отпечатками" НППИ составляет около 1 мм (см. Рис. 55). Таким образом, получаем, что за один НППИ ОР смещается на расстояние 1.8+1=2.8 мм. Учитывая, что частота следования НППИ составляет 1200 Гц, то средняя скорость ОР получается равной 2.8 мм·1200 Гц=3.4 м/с, что хорошо согласуется с экспериментальным значением 3 м/с (см. Рис. 51).

При распространении ОР по РС2 в полимерной оболочке путь ОР складывается практически только из отрезков длиной ~180 мкм, в нем больше почти не встречаются отрезки неповрежденного световода длиной около 1 мм между последовательными отпечатками НППИ (см. Рис. 55). Поэтому оценка средней скорости в этом случае получается 1.8 мм·1200 Гц=2.2 м/с. Эта оценка совпадает по порядку величины, но примерно в 2 раза завышена по сравнению с экспериментальным значением средней скорости в таком случае (1 м/с). Причиной такого расхождения, возможно, является то обстоятельство, что 1) количество ПИ в НППИ, вызывающих продвижения ОР, в среднем меньше десяти, и 2) как наблюдалось в наших экспериментах, в некоторых (~10%) НППИ ни один ПИ не инициирует ОР, что приводит также к снижению средней скорости.

4.4 Измерение температуры оптического разряда [197]

С целью дальнейшего изучения процесса распространения ОР по волоконному световоду с полой сердцевиной и формирования плазмы в РС под действием лазерного излучения нами был выполнен ряд экспериментов по регистрации спектров собственного свечения плазмы ОР в световоде (спектр излучения плазмы ОР в полностью стеклянных световодах был получен в работе [163]).

На постановку эксперимента существенное влияние оказали следующие обстоятельства:

1. В качестве полых световодов нами использовались револьверные волоконные световоды (РС, см. Рис. 48(b)).

Учитывая, что основные процессы, влияющие на формирование плазмы в полой сердцевине, определяются именно процессами взаимодействия лазерного излучения с газом и твердотельными стенками сердцевины, можно ожидать, что полученные результаты в значительной степени могут быть отнесены и к полым световодам других типов.

2. Измеренные спектры собственного свечения плазмы ОР предполагалось использовать для оценки температуры плазмы ОР в сердцевине РС, заполненной воздухом [198,199]. Поэтому были выполнены необходимые калибровки чувствительности спектрометра с

помощью источника излучения со спектром, близким к спектру черного тела с известной температурой.

3. Для создания плазмы в полой сердцевине, как и в предыдущих экспериментах, использовался импульсно-периодический лазер (Рис. 58). Периодическое изменение излучения ОР, связанное с импульсно-периодическим характером излучения лазера, поддерживающего ОР, приводит к регистрации некоторого усредненного по времени спектра ОР. Действительно, согласно модели распространения ОР, изложенной выше, температура плазмы ОР может существенно изменяется во времени с характерными временами вплоть до $\sim 10^{-10}$ с (максимальные значения электронной температуры в плазме лазерной искры могут достигать $\sim 10^6$ К [177]). При этом время регистрации спектра имеющимися в распоряжении авторов спектрометрах составляет не менее 10 мс. Таким образом, в данной работе измерялось некоторое среднее значение температуры плазмы ОР. При частоте генерации наносекундных импульсов 1200 Гц (Рис. 47(b)) в течение этого времени генерировалось 12 таких импульсов, и каждый полученный спектр фактически является интегральным спектром излучения плазмы ОР за это время (10 мс). Значение температуры, которое мы определили по каждому из таких спектров, является некоторым средним значением за время наносекундного импульса. То, что суммируется излучение за 12 импульсов, приводит только к усреднению величины температуры за это количество импульсов. Промежутки времени между наносекундными импульсами, когда ОР гаснет (Рис. 47(b)), не дают вклада в регистрируемые спектры.

4. Особенностью плазмы ОР в наших экспериментах как объекта спектрального исследования является сравнительно быстрое перемещение ОР вдоль световода со скоростью ~1 м/с.

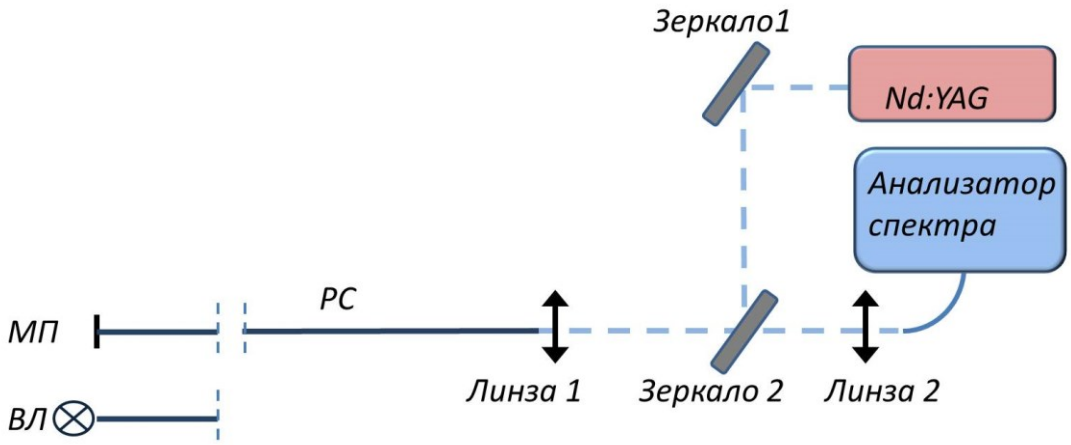

Рис. 58 Схема эксперимента: РС – револьверный световод, МП – металлическая пластинка для инициирования ОР, ВЛ – калибровочная вольфрамовая лампа. [197]

Схема эксперимента представлена на Рис. 58. Источником одномодового излучения служил Nd:YAG-лазер. Он работал в режиме одновременной модуляции добротности и синхронизации мод, генерируя наносекундные пакеты пикосекундных импульсов с параметрами, указанными на Рис. 47(b). Осциллограмма одного НППИ представлена на Рис. 50(a), соответствующая ей осциллограмма свечения плазмы ОР в видимом диапазоне – на Рис. 50(b). Средняя мощность лазерного излучения P_{AV} на выходе РС при инициировании ОР составляла около 2 Вт. При этом средняя мощность в наносекундных импульсах составляла на выходе РС 8 кВт, а в максимумах ПИ достигала 1,00 МВт. Это соответствует интенсивностям лазерного излучения на оси сердцевины световода средней по НППИ $5{,}2\cdot10^{9}$ Вт/см^2 и максимальной в ПИ $7{,}0\cdot10^{11}$ Вт/см^2 соответственно.

Излучение Nd:YAG-лазера после отражения от спектрально-селективных зеркал 1 и 2 через линзу 1 вводилось в сердцевину РС с коэффициентом ввода до 80 % (см. Рис. 58). Длина РС составляла около 50 см. Световод представлял собой покрытую полимерной оболочкой конструкцию из кварцевого стекла, поперечное сечение которой представлено на Рис. 48(b).

Длина волны излучения Nd:YAG-лазера (λ=1064 нм) находилась в зоне прозрачности световода. Оптические потери в световоде на этой длине волны составляли менее 1 дБ/м и фактически не влияли на прохождение излучения через используемые короткие отрезки РС.

При измерении спектров ОР в волоконном световоде их регистрация через боковую поверхность световода затруднена из-за перемещения ОР относительно входа спектроанализатора. Именно по этой причине в [200] в аналогичных экспериментах с непрерывным лазером и обычными световодами на основе кварцевого стекла регистрировался спектр теплового излучения, распространяющегося от ОР по волоконному световоду навстречу лазерному излучению. Похожая схема была применена и в настоящей работе. Тепловое излучение ОР, находящегося недалеко от точки инициирования (выходной торец РС), распространяется, вообще говоря, по всем направлениям и в том числе по РС в направлении к линзе 1 (см. Рис. 58). Это излучение после выхода из торца РС коллимируется линзой 1, и та его часть, которая по длинам волн не попадает в полосу отражения зеркала 2, фокусируется линзой 2 в сердцевину многомодового световода на входе в спектроанализатор (Ocean Optics65000).

В отличие от [200] в экспериментах с РС при движении ОР по световоду существенно изменяется уровень оптических потерь (для длин, соответствующих собственному свечению плазмы ОР) в РС из-за изменения длины световода между ОР и спектроанализатором. А калибровка канала регистрации производится путем ввода излучения вольфрамовой лампы с известной температурой излучающей поверхности 3110 K в выходной торец РС (см. Рис. 58). Поэтому, строго говоря, такая калибровка справедлива только для полной длины световода. Для того чтобы положение ОР существенно не изменялось в процессе эксперимента, мы

проводили измерения при мощности лазерного излучения, как можно более близкой в порогу распространения ОР. Оказалось, что в таких условиях ОР при касании металлической пластинкой выходного торца РС (процесс инициирования) поджигается, но каждый новый НППИ инициирует ОР практически на том же месте, что и предыдущий (в отличие от [160,161]), и в течение ~2 с ОР проходит расстояние не более 5 мм. Данный режим неустойчив, ОР полностью гаснет через несколько секунд, но это время достаточно для регистрации спектра его собственного свечения.

Для калибровки перед инициированием ОР в исследуемый световод вводилось излучение вольфрамовой лампы с известной температурой (3110 К) и излучательной способностью, которое, после прохождения исследуемого световода и части измерительной схемы, регистрировалось с помощью спектроанализатора. Соответствующий спектр представлен на Рис. 59, линия 1. По нему видно, что в нашем эксперименте регистрируется излучение в видимом диапазоне только в сравнительно узких поддиапазонах 500-560 и 660-770 нм. Такое ограничение спектра обусловлено наличием в рассматриваемом диапазоне двух зон прозрачности РС (их положение обозначено на Рис. 59, линия 2 (см., например [201])). Кроме того, в формирование спектра пропускания канала регистрации вносит свой вклад и спектр пропускания спектрально-селективного зеркала 2 (см. Рис. 58).

Спектр собственного свечения лазерной плазмы в полой сердцевине световода после инициирования представлен на Рис. 59, линия 3. Качественно он подобен спектру вольфрамовой лампы. Различия же в амплитудах полос излучения, относящихся к линиям 1 и 3, указывают на то, что температура ОР выше, чем температура вольфрамовой лампы. Полагая, что спектр излучения ОР в сердцевине световода близок к излучению абсолютно черного тела (АЧТ), мы по измеренным спектрам свечения ОР определяем температуру такого АЧТ. Поскольку мы определяем интенсивности свечения плазмы ОР в двух сравнительно узких диапазонах длин волн, то для определения значения температуры АЧТ, соответствующей полученным спектрам, в настоящей работе мы воспользовались известным в пирометрии методом, основанном на измерении отношения спектральных плотностей сигнала на двух длинах волн (см. [198,199]). Для выбранных нами длин волн, лежащих в центре полос пропускания РС: 544 и 698,5 нм, отношение спектральных интенсивностей АЧТ на этих длинах волн возрастает с увеличением температуры и при больших ее значениях (~10^5 К и более) стремится к величине 2,71 (Рис. 60, линия 2). Поэтому диапазон измерения температуры по отношению к спектральным плотностям излучения для указанных длин волн ограничен сверху величиной около $5 \cdot 10^4$ К.

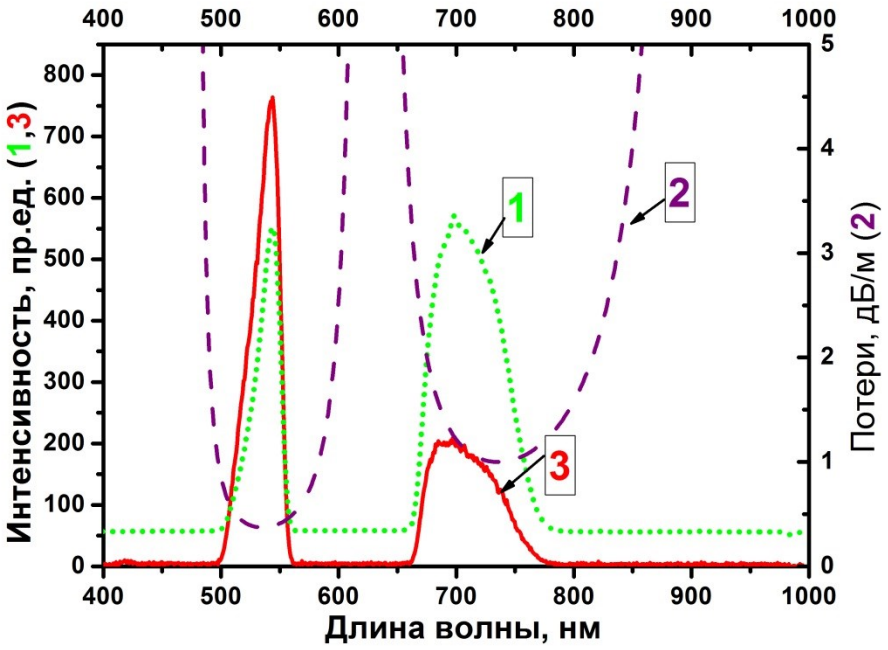

Рис. 59 *1 – спектр излучения калибровочной вольфрамовой лампы, зарегистрированный спектроанализатором (см.* **Рис. 58***) при введении излучения лампы в выходной конец световода; 2 – расчётная кривая оптических потерь в РС; 3 – спектр излучения плазмы при размещении у выходного торца световода металлической пластины.* [197]

На Рис. 60, линия 1, представлены результаты измерения отношения спектральных интенсивностей излучения ОР на длинах волн 544 и 698,5 нм (R_{CORR}) в течение промежутка времени около 3 с после инициирования. Величина R_{CORR} уже скорректирована на коэффициент пропускания канала регистрации на указанных длинах волн. Средняя мощность лазерного излучения на выходе РС перед инициированием составляла около 2 Вт. Величина R_{CORR} после некоторого переходного периода стабилизируется и затем резко уменьшается при прекращении свечения ОР.

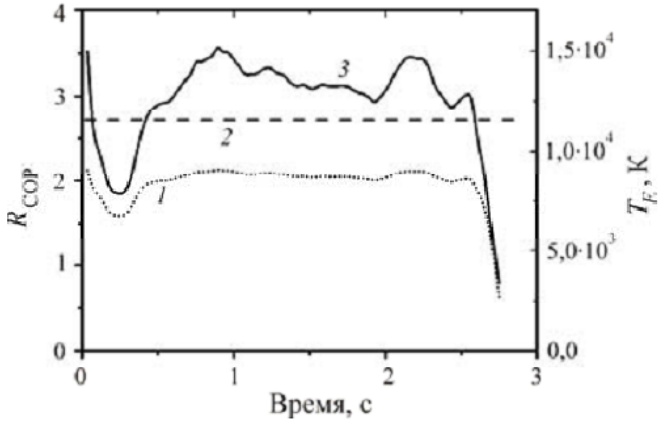

Рис. 60 *Диаграммы зависимости: 1 – отношение величин максимумов спектральной плотности излучения плазмы в полосах пропускания схемы регистрации (см.* **Рис. 58***) от времени после включения лазерного излучения; 2 – предельное значение отношения спектральных интенсивностей излучения АЧТ на длинах волн 544 и 698,5 нм; 3 – рассчитанные по кривой (1) значения средней температуры плазмы ОР (усреднение за время регистрации спектра – 10 мс).* [197]

Тот факт, что R_{CORR} в течение всего временного интервала измерений оказывается существенно меньше, чем 2,71, указывает на то, что по величине этого отношения возможно определение эффективной температуры T_{eff} ОР. Результаты численных расчетов величины T_{eff} по значениям R_{CORR} представлены на Рис. 60(линия 3). Сразу после инициирования эффективная температура плазмы составляет 15 кК, затем следует некоторый переходной процесс длительностью около 0,5 с, в течение которого T_{eff} сначала снижается до ≈7,8 кК, после увеличивается до ≈13,5 кК и колеблется около этого значения с размахом примерно ±2 %. Через ≈ 2,6 с после инициирования свечение ОР начинает гаснуть, что объясняется, по-видимому, вариацией интенсивности лазерного излучения со временем. Даже сравнительно небольшое снижение интенсивности лазерного излучения вблизи порогового значения для поддержания ОР может привести к его погасанию.

Вопрос о точности определения величины T_{eff} в подобных экспериментах требует отдельного обсуждения и наличия более широких массивов экспериментальных данных. С одной стороны, сам метод определения температуры АЧТ по отношению интенсивности излучения на двух длинах волн может быть достаточно точным, и его сравнительно простая реализация в настоящей работе позволяет определять температуру с точностью около 2 %. Но, во-первых, величина T_{eff} есть некоторая средняя величина температуры ОР, связь которой с реальной температурой ОР в конкретные моменты времени не очевидна. И, во-вторых, вопрос о соответствии полного спектра излучения ОР в полом световоде спектру АЧТ, что важно для интерпретации величины T_{eff}, требует тщательного экспериментального изучения.

4.5 Выводы к главе 4

Исследовано влияние катастрофического разрушения полых волоконных световодов под действием импульсно-периодического лазерного излучения. Обнаружена зависимость средней скорости распространения ОР от свойств среды вокруг кварцевой оболочки полого световода. ОР распространялся через волокно без полимерного покрытия со средней скоростью, примерно в три раза большей, чем через то же волокно, но с полимерным покрытием. Основываясь на полученных данных, мы можем предложить следующую физическую картину движения ОР под действием импульсно-периодического лазера, который генерирует НППИ с интервалом времени порядка 1 мс или более. Под мощными пикосекундными импульсами детонационная волна, поддерживаемая лазером, движется в газе вдоль полой сердцевины волокна. После окончания ПИ, УВ продолжает двигаться вдоль волокна и затухает, но когда приходит следующий ПИ, его амплитуда достаточно высока, чтобы инициировать новую детонационную

волну, поддерживаемую лазером. В конце НППИ плазма ОР больше не поддерживается лазерным излучением и гаснет. Под действием следующей НППИ образование поглощающей плазмы происходит следующим образом:

а) Инициирование нового ОР происходит в области разрушенных капилляров, ближайшей к лазеру. Это происходит, когда ОР распространяется через РС, покрытый материалом с удельным акустическим сопротивлением, сопоставимым с кварцевым стеклом. Повторная инициация не наблюдается приблизительно в десяти процентах НППИ. Это означает, что не все НППИ способствуют движению ОР.

б) Инициирование нового ОР происходит на малых (~ 10 нм) частицах SiO_2, движущихся по полой сердцевине вместе с воздухом под действием ударной волны. Это происходит, когда РС окружён материалом с удельным акустическим сопротивлением, намного меньшим, чем кварцевое стекло (в наших экспериментах это был воздух). Это приводит к тому, что положение повторного инициирования ОР смещено в направлении лазера на ~1 мм по сравнению со случаем а). Кроме того, процесс повторной инициализации ОР в разрушенных капиллярных областях новой НППИ, как в случае а), описанном выше, всё ещё возможен. Всё это приводит к увеличению наблюдаемой средней скорости распространения ОР.

Впервые выполнены эксперименты по измерению температуры ОР в волоконном световоде с полой сердцевиной, заполненной лабораторным воздухом. Показано, что средняя (в смысле, определенном выше) температура плазмы ОР при интенсивности лазерного излучения, близкой к пороговой, составляет около 13,5 кК. Это значение выше, чем температура ОР, распространяющегося по волоконным световодам на основе кварцевого стекла с твердотельной сердцевиной при мощности лазера в непрерывном режиме от 4 до 40 Вт. В этом случае температура составляла от 4 до 10 кК. С другой стороны, полученное значение ниже, чем температура плазмы ОР, поддерживаемого в атмосферном воздухе лазером с такой же длиной волны, но в отсутствие световода и диаметром луча около 1 см [202]. В этой работе при отсутствии твердых стенок, ограничивающих разлет газа, давление в плазме ОР не отличалось от атмосферного, и в таких условиях температура ОР составила около 20 кК. В настоящих экспериментах давление воздуха в полой сердцевине, несомненно, превышает атмосферное, что ведет к повышению коэффициента поглощения лазерного излучения и к соответствующему снижению эффективной температуры плазмы, как это показано в [203].

Тот факт, что в РС эффективная температура плазмы достигает 15 кК, позволяет использовать ОР в полой сердцевине световода в качестве источника излучения в УФ области около 200 нм и короче. Сама структура световода (полая сердцевина) облегчает вывод этого излучения из световода для дальнейшего использования. Применение газов с более высокими

потенциалами ионизации (по сравнению с воздухом) позволит получить ОР в полых световодах с более высокими температурами. Результаты экспериментов позволяют определить среднюю температуру и сделать оценку давления для плазмы ОР.

Заключение

В настоящей работе предложен новый тип структуры отражающей оболочки револьверных световодов и исследованы некоторые оптические свойства световодов с такой структурой. Получены следующие результаты:

1. Предложена и реализована новая конструкция револьверных световодов с усовершенствованной структурой отражающей оболочки. В отличие от ранее известных конструкций револьверных световодов, в которых отражающая оболочка состоит из одного слоя капилляров, расположенных вокруг полой сердцевины без зазора между соседними капиллярами, в предложенной конструкции отражающая оболочка состоит из одного слоя капилляров, не соприкасающихся между собой (то есть между каждой парой соседних капилляров имеется некоторый зазор). Преимущества данной структуры продемонстрированы теоретически и экспериментально. В настоящее время в большинстве лабораторий мира, работающих со световодами с полой сердцевиной, используются револьверные световоды предложенного типа.

2. В изготовленных из кварцевого стекла револьверных световодах с раздельными капиллярами в отражающей оболочке измерены оптические потери в широком спектральном диапазоне (2,5 - 8 мкм). Впервые в револьверном световоде экспериментально измерена спектральная зависимость дисперсионного параметра D_λ. Данные эксперимента хорошо согласуются с результатами проведённого численного моделирования.

3. Впервые экспериментально наблюдалась резонансная связь мод полой сердцевины револьверного световода с модами отражающей оболочки, возникающая в револьверном световоде при его изгибе. Экспериментально продемонстрирована возникающая при этом деформация полос пропускания револьверного световода. Данные экспериментов хорошо согласуются с результатами численного моделирования.

4. Впервые обнаружено и исследовано распространение оптического разряда в световодах с полой сердцевиной, в частности в револьверных световодах. Определены средняя и пиковая скорости распространения оптического разряда под действием импульсного излучения. Предложена физическая картина распространения оптического разряда по револьверному световоду под действием ипульсно-периодического лазерного излучения, работающего в режиме модуляции добротности и синхронизации мод.

Список литературы

1. Rayleigh, Lord, "On the passage of electric waves through tubes, or the vibrations of dielectric cylinders," London, Edinburgh, Dublin Philos. Mag. J. Sci. **43**(261), 125–132 (1897).
2. Maiman T. H., "Stimulated Optical Radiation in Ruby," Nature **187**, 493–494 (1960).
3. Marcatili E. A. J., Schmeltzer R. A., "Hollow Metallic and Dielectric Waveguides for Long Distance Optical Transmission and Lasers," Bell Syst. Tech. J. **43**(4), 1783–1809 (1964).
4. "Corning fibers individual vascade ® optical fibers," https://www.corning.com/media/worldwide/coc/documents/Fiber/PI-1445.pdf].
5. Miyagi M., Nishida S., "Transmission characteristics of dielectric tube leaky waveguide," IEEE Trans. Microw. Theory Tech. **28**(6), 536–541 (1980).
6. Вайнштейн Л. А., *Электромагнитные Волны* (АСТ, 1988).
7. Litchinitser N. M., Abeeluck a K., Headley C., Eggleton B. J., "Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides.," Opt. Lett. **27**(18), 1592–1594 (2002).
8. Cregan R. F., Mangan B. J., Knight J. C., Birks T. A., Russell P. S. J., Roberts P. J., Allan D. C., "Single-mode photonic band gap guidance of light in air," Science. **285**(5433), 1537–1539 (1999).
9. Jasion G. T., Bradley T. D., Harrington K., Sakr H., Chen Y., Fokoua E. N., Davidson I. A., Taranta A., Hayes J. R., Richardson D. J., et al., "Hollow core NANF with 0.28 dB/km attenuation in the C and L bands," in *2020 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition, OFC 2020 - Proceedings* (2020), **1**(c), p. Th4B.4.
10. Travers J. C., Chang W., Nold J., Joly N. Y., St. J. Russell P., "Ultrafast nonlinear optics in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers [Invited]," J. Opt. Soc. Am. B **28**(12), A11–A26 (2011).
11. Roberts P., Couny F., Sabert H., Mangan B., Williams D., Farr L., Mason M., Tomlinson A., Birks T., Knight J., et al., "Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres.," Opt. Express **13**(1), 236–244 (2005).
12. Mangan B. J., Farr L., Langford A., Roberts P. J., Williams D. P., Couny F., Lawman M., Mason M., Coupland S., Flea R., et al., "Low loss (1.7 dB/km) hollow core photonic bandgap fiber," in *Optical Fiber Communication Conference, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2004)* (2004), p. paper PD24.
13. Frosz M. H., Nold J., Weiss T., Stefani A., Babic F., Rammler S., Russell P. S. J., "Five-ring hollow-core photonic crystal fiber with 1.8 dB/km loss," Opt. Lett. **38**(13), 2215–7 (2013).
14. Roberts P. J., Williams D. P., Mangan B. J., Sabert H., Couny F., Wadsworth W. J., Birks T. A.,

Knight J. C., Russell P. S. J., "Realizing low loss air core photonic crystal fibers by exploiting an antiresonant core surround," Opt. Express **13**(20), 8277–8285 (2005).

15. Pearce G. J., Wiederhecker G. S., Poulton C. G., Burger S., Russell P. S. J., "Models for guidance in kagome-structured hollow-core photonic crystal fibres," Opt. Express **15**(20), 12680–12685 (2007).
16. Vincetti L., Setti V., "Confinement loss in kagome and tube lattice fibers: Comparison and analysis," J. Light. Technol. **30**(10), 1470–1474 (2012).
17. Wang Y. Y., Couny F., Roberts P. J., Benabid F., "Low loss broadband transmission in optimized core-shape Kagome Hollow-Core PCF," in *CLEO* (Lasers and Electro-Optics (CLEO) and Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS), 2010), p. CPDB4.
18. Wang Y. Y., Wheeler N. V, Couny F., Roberts P. J., Benabid F., "Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber," Opt. Lett. **36**(5), 669–671 (2011).
19. Beaudou B., Bhardwaj A., Bradley T. D., Alharbi M., Debord B., Gerome F., Benabid F., "Macro bending losses in single-cell kagome-lattice hollow-core photonic crystal fibers," J. Light. Technol. **32**(7), 1370–1373 (2014).
20. Février S., Beaudou B., Viale P., "Understanding origin of loss in large pitch hollow-core photonic crystal fibers and their design simplification," Opt. Express **18**(5), 5142–5150 (2010).
21. Бирюков А. С., Богданович Д. В., Гапонов Д. А., Прямиков А. Д., "Оптические свойства брэгговских волоконных световодов," Квантовая электроника **38**(7), 620–633 (2008).
22. Yeh P., Yariv A., Maron E., "Theory of Bragg Fiber," J Opt Soc Am **68**(9), 1196–1201 (1978).
23. Fink Y., Ripin D. J., Fan S., Chen C., Joannopoulos J. D., Thomas E. L., "Guiding optical light in air using an all-dielectric structure," J. Light. Technol. **17**(11), 2039–2041 (1999).
24. Temelkuran B., Hart S. D., Benoit G., Joannopoulos J. D., Fink Y., "Wavelength-scalable hollow optical fibres with large photonic bandgaps for CO2 laser transmission.," Nature **420**(6916), 650–653 (2002).
25. Brechet F., Leproux P., Roy P., Marcou J., Pagnoux D., "Analysis of bandpass filtering behaviour of singlemode depressed-core-index photonic-bandgap fibre," Electon. Lett. **36**(10), 870–872 (2000).
26. Hart S. D., Maskaly G. R., Temelkuran B., Prideaux P. H., Joannopoulos J. D., Fink Y., "External reflection from omnidirectional dielectric mirror fibers," Science. **296**(5567), 510–513 (2002).
27. Gérôme F., Jamier R., Auguste J.-L., Humbert G., Blondy J.-M., "Simplified hollow-core photonic crystal fiber," Opt. Lett. **35**(8), 1157–1159 (2010).
28. Pryamikov A. D., Biriukov A. S., Kosolapov A. F., Plotnichenko V. G., Semjonov S. L., Dianov

E. M., "Demonstration of a waveguide regime for a silica hollow-core microstructured optical fiber with a negative curvature of the core boundary in the spectral region > 3.5 μm," Opt. Express **19**(2), 1441–1448 (2011).

29. Yu F., Knight J. C., "Spectral attenuation limits of silica hollow core negative curvature fiber," Opt. Express **21**(18), 21466–21471 (2013).
30. Kolyadin A. N., Kosolapov A. F., Pryamikov A. D., Biriukov A. S., Plotnichenko V. G., Dianov E. M., "Light transmission in negative curvature hollow core fiber in extremely high material loss region," Opt. Express **21**(8), 9514–9519 (2013).
31. Gladyshev A. V., Kosolapov A. F., Khudyakov M. M., Yatsenko Y. P., Kolyadin A. N., Krylov A. A., Pryamikov A. D., Biriukov A. S., Likhachev M. E., Bufetov I. A., et al., "4.4 μm Raman laser based on hydrogen-filled hollow-core silica fiber," in *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Online) (Optical Society of America, 2017)* (2017), p. JTh5A.7.
32. Pryamikov A. D., Kosolapov A. F., Alagashev G. K., Kolyadin A. N., Vel'Miskin V. V., Biriukov A. S., Bufetov I. A., "Hollow-core microstructured "revolver" fibre for the UV spectral range," Quantum Electron. **46**(12), 1129–1133 (2016).
33. Gao S.-F., Wang Y.-Y., Ding W., Wang P., "Hollow-core negative-curvature fiber for UV guidance," Opt. Lett. **43**(6), 1347 (2018).
34. Kosolapov A. F., Pryamikov A. D., Alagashev G. K., Kolyadin A. N., Biriukov A. S., Dianov E. M., "Negative curvature hollow-core fibers (NCHCFs) for mid-IR applications," Adv. Photonics OSA Tech. Dig. (Optical Soc. Am. 2014), Pap. SoTu2B.3 (2014).
35. Hayes J. R., Sandoghchi S. R., Bradley T. D., Liu Z., Slavik R., Gouveia M. A., Wheeler N. V., Jasion G., Chen Y., Fokoua E. N., et al., "Antiresonant hollow core fiber with an octave spanning bandwidth for short haul data communications," J. Light. Technol. **35**(3), 437–442 (2017).
36. Belardi W., Knight J. C., "Negative curvature fibers with reduced leakage loss," in *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2014* (2014).
37. Shephard J. D., Urich A., Carter R. M., Jaworski P., Maier R. R. J., Belardi W., Yu F., Wadsworth W. J., Knight J. C., Hand D. P., "Silica hollow core microstructured fibers for beam delivery in industrial and medical applications," Front. Phys. **3**(April), 1–11 (2015).
38. Kolyadin A. N., Alagashev G. K., Pryamikov A. D., Mouradian L., Zeytunyan A., Toneyan H., Kosolapov A. F., Bufetov I. A., "Negative curvature hollow-core fibers: dispersion properties and femtosecond pulse delivery," Phys. Procedia **73**, 59–66 (2015).
39. Debord B., Alharbi M., Bradley T., Wang Y. Y., Vincetti L., Benabid F., "Hypocycloid-shaped hollow-core photonic crystal fiber Part I: Cusps curvature effect on confinement loss," Opt. Express **21**(23), 28597–28608 (2013).

40. Uebel P., Günendi M. C., Frosz M. H., Ahmed G., Edavalath N. N., Ménard J.-M., Russell P. S. J., "Broadband robustly single-mode hollow-core PCF by resonant filtering of higher-order modes," Opt. Lett. **41**(9), 1961 (2016).
41. Michieletto M., Lyngsø J. K., Jakobsen C., Lægsgaard J., Bang O., Alkeskjold T. T., "Hollow-core fibers for high power pulse delivery," Opt. Express **24**(7), 7103 (2016).
42. Liu X., Ding W., Wang Y., Gao S., Cao L., Feng X., Wang P., "Characterization of a liquid-filled nodeless anti-resonant fiber for biochemical sensing," Opt. Lett. **42**(4), 863 (2017).
43. Belardi W., Knight J. C., "Hollow antiresonant fibers with low bending loss," Opt. Express **22**(8), 10091–10096 (2014).
44. Wei C., Joseph Weiblen R., Menyuk C. R., Hu J., "Negative curvature fibers," Adv. Opt. Photonics **9**(3), 504–561 (2017).
45. Belardi W., "Design and properties of hollow antiresonant fibers for the visible and near infrared spectral range," J. Light. Technol. **33**(21), 4497–4503 (2015).
46. Poletti F., "Nested antiresonant nodeless hollow core fiber," Opt. Express **22**(20), 23807–23828 (2014).
47. Kosolapov A. F., Alagashev G. K., Kolyadin A. N., Pryamikov A. D., Biryukov A. S., Bufetov I. A., Dianov E. M., "Hollow-core revolver fibre with a double-capillary reflective cladding," Quantum Electron. **46**(3), 267–270 (2016).
48. Nicholson J. W., Yablon A. D., Ramachandran S., Ghalmi S., "Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers," Opt. Express **16**(10), 7233–7243 (2008).
49. Gao S., Wang Y., Ding W., Jiang D., Gu S., Zhang X., Wang P., "Hollow-core conjoined-tube negative-curvature fibre with ultralow loss," Nat. Commun. **9**(1), 1–6 (2018).
50. Bradley T. D., Hayes J. R., Chen Y., Jasion G. T., Sandoghchi S. R., Slavik R., Fokoua E. N., Bawn S., Sakr H., Davidson I. A., et al., "Record Low-Loss 1.3dB/km Data Transmitting Antiresonant Hollow Core Fibre," in *2018 European Conference on Optical Communication (ECOC)* (2018), pp. 1–3.
51. Bradley T. D., Jasion G. T., Hayes J. R., Chen Y., Hooper L., Sakr H., Alonso M., Taranta A., Saljoghei A., Christian H., et al., "Antiresonant hollow core fibre with 0.65 dB/km attenuation across the C and L telecommunication bands," in *European Conference on Optical Communication* (2019), pp. 1–4.
52. Chaudhuri S., Putten L. D. Van, Poletti F., Sazio P. J. A., "Low Loss Transmission in Negative Curvature Optical Fibers With Elliptical Capillary Tubes," J. Light. Technol. **34**(18), 4228–4231 (2016).
53. Habib M. S., Bang O., Bache M., "Low-loss hollow-core anti-resonant fibers with semi-circular nested tubes," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **22**(2), 156–161 (2015).

54. Ge A., Meng F., Li Y., Liu B., Hu M., "Higher-order mode suppression in antiresonant nodeless hollow-core fibers," Micromachines **10**(2), 128 (2019).
55. Hasan M. I., Akhmediev N., Chang W., "Mid-infrared supercontinuum generation in supercritical xenon-filled hollow-core negative curvature fibers," Opt. Lett. **41**(21), 5122–5125 (2016).
56. Hasan M. I., Akhmediev N., Chang W., "Positive and negative curvatures nested in an antiresonant hollow-core fiber," Opt. Lett. **42**(4), 703–706 (2017).
57. Jasion G. T., Richardson D. J., Poletti F., "Novel antiresonant hollow core fiber design with ultralow leakage loss using transverse power flow analysis," in *2019 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC), San Diego, CA, USA* (2019), p. Th3E.2.
58. Habib M. S., Antonio-Lopez J. E., Markos C., Schülzgen A., Amezcua-Correa R., "Single-mode, low loss hollow-core antiresonant fiber designs," Opt. Express **27**(4), 3824–3836 (2019).
59. Habib M. S., Bang O., Bache M., "Low-loss single-mode hollow-core fiber with anisotropic anti-resonant elements," Opt. Express **24**(8), 8429–8436 (2016).
60. Van Putten L. D., Numkam Fokoua E., Mousavi S. M. A., Belardi W., Chaudhuri S., Badding J. V., Poletti F., "Exploring the effect of the core boundary curvature in hollow antiresonant fibers," IEEE Photonics Technol. Lett. **29**(2), 263–266 (2017).
61. Gladyshev A. V, Kosolapov A. F., Kolyadin A. N., Astapovich M. S., Pryamikov A. D., Likhachev M. E., Bufetov I. A., "Mid-IR hollow-core silica fibre Raman lasers," Quantum Electron. **47**(12), 1078–1082 (2017).
62. Sanghera J. S., Aggarwal I. D., eds., *Infrared Fiber Optics* (CRC Press, 1998).
63. Pearce G., Pottage J., Bird D., Roberts P., Knight J., Russell P., "Hollow-core PCF for guidance in the mid to far infra-red.," Opt. Express **13**(18), 6937–6946 (2005).
64. Désévédavy F., Renversez G., Troles J., Houizot P., Brilland L., Vasilief I., Coulombier Q., Traynor N., Smektala F., Adam J. L., "Chalcogenide glass hollow core photonic crystal fibers," Opt. Mater. **32**(11), 1532–1539 (2010).
65. Shephard J., Macpherson W., Maier R., Jones J., Hand D., Mohebbi M., George a, Roberts P., Knight J., "Single-mode mid-IR guidance in a hollow-core photonic crystal fiber.," Opt. Express **13**(18), 7139–7144 (2005).
66. Wei C., Hu J., Menyuk C. R., "Comparison of Loss in Silica and Chalcogenide Negative Curvature Fibers as the Wavelength Varies," Front. Phys. **4**(30), 1–10 (2016).
67. Shiryaev V. S., Kosolapov A. F., Pryamikov A. D., Snopatin G. E., Churbanov M. F., Biriukov A. S., Kotereva T. V., Mishinov S. V., Alagashev G. K., Kolyadin A. N., "Development of technique for preparation of As2S3 glass preforms for hollow core microstructured optical fibers," J. Optoelectron. Adv. Mater. **16**(9–10), 1020–1025 (2014).

68. Gattass R. R., Rhonehouse D., Gibson D., McClain C. C., Thapa R., Nguyen V. Q., Bayya S. S., Weiblen R. J., Menyuk C. R., Shaw L. B., et al., "Infrared glass-based negative-curvature anti-resonant fibers fabricated through extrusion," Opt. Express **24**(22), 25697–25703 (2016).

69. Shiryaev V. S., "Chalcogenide glass hollow-core microstructured optical fibers," Front. Mater. **2**(24), 1–10 (2015).

70. Kosolapov A. F., Pryamikov A. D., Biriukov A. S., Vladimir S., Astapovich M. S., Snopatin G. E., Plotnichenko V. G., Churbanov M. F., Dianov E. M., "Demonstration of CO 2 -laser power delivery through chalcogenide-glass fiber with negative- curvature hollow core," Opt. Express **19**(25), 25723–25728 (2011).

71. Doradla P., Joseph C. S., Kumar J., Giles R. H., "Characterization of bending loss in hollow flexible terahertz waveguides," Opt. Express **20**(17), 19176–19184 (2012).

72. Nguema E., Férachou D., Humbert G., Auguste J.-L., Blondy J.-M., "Broadband terahertz transmission within the air channel of thin-wall pipe," Opt. Lett. **36**(10), 1782–1784 (2011).

73. Lu J.-T., Lai C.-H., Tseng T.-F., Chen H., Tsai Y.-F., Chen I.-J., Hwang Y.-J., Chang H., Sun C.-K., "Terahertz polarization-sensitive rectangular pipe waveguides," Opt. Express **19**(22), 21532–21539 (2011).

74. Lai C.-H., You B., Lu J.-Y., Liu T.-A., Peng J.-L., Sun C.-K., Chang H., "Modal characteristics of antiresonant reflecting pipe waveguides for terahertz waveguiding," Opt. Express **18**(1), 309–322 (2010).

75. Mazhorova A., Markov A., Ung B., Rozé M., Gorgutsa S., Skorobogatiy M., "Thin chalcogenide capillaries as efficient waveguides from mid-infrared to terahertz," J. Opt. Soc. Am. B **29**(8), 2116–2123 (2012).

76. Anthony J., Leonhardt R., Leon-Saval S. G., Argyros A., "THz propagation in kagome hollow-core microstructured fibers," Opt. Express **19**(19), 18470–18478 (2011).

77. Dupuis A., Stoeffler K., Ung B., Dubois C., Skorobogatiy M., "Transmission measurements of hollow-core THz Bragg fibers," J. Opt. Soc. Am. B **28**(4), 896–907 (2011).

78. Ponseca, Jr. C. S., Pobre R., Estacio E., Sarukura N., Argyros A., Large M. C., van Eijkelenborg M. A., "Transmission of terahertz radiation using a microstructured polymer optical fiber," Opt. Lett. **33**(9), 902–904 (2008).

79. Wu D. S., Argyros A., Leon-Saval S. G., "Reducing the size of hollow terahertz waveguides," J. Light. Technol. **29**(1), 93–103 (2011).

80. Hasanuzzaman G. K. M., Selim Habib M., Abdur Razzak S. M., Hossain M. A., Namihira Y., "Low loss single-mode porous-core kagome photonic crystal fiber for THz wave guidance," J. Light. Technol. **33**(19), 4027–4031 (2015).

81. Couny F., Benabid F., Roberts P. J., Light P. S., Raymer M. G., "Generation and photonic

guidance of multi-octave optical-frequency combs.," Science **318**(5853), 1118–1121 (2007).

82. Vincetti L., Setti V., Argyros A., "Flexible tube lattice fibers for terahertz applications," Opt. Express **21**(3), 3388–3399 (2013).
83. Holzlöhner R., Burger S., Roberts P. J., Pomplun J., "Efficient optimization of hollow-core photonic crystal fiber design using the finite-element method," J. Eur. Opt. Soc. **1**, 06011 (2006).
84. Shephard J., Jones J., Hand D., Bouwmans G., Knight J., Russell P., Mangan B., "High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers," Opt. Express **12**(4), 717–723 (2004).
85. Ishaaya A. A., Hensley C. J., Shim B., Schrauth S., Koch K. W., Gaeta A. L., "Highly-efficient coupling of linearly- and radially-polarized femtosecond pulses in hollow-core photonic band-gap fibers," Opt. Express **17**(21), 18630–18637 (2009).
86. Humbert G., Knight J., Bouwmans G., Russell P., Williams D., Roberts P., Mangan B., "Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery," Opt. Express **12**(8), 1477–1484 (2004).
87. Carter R. M., MacPherson W. N., Jaworski P., Yu F., Beck R., Shephard J. D., Hand D. P., "Dispersion measurement of microstructured negative curvature hollow core fiber," Opt. Eng. **55**(11), 116106 (2016).
88. Ponzo G. M., Petrovich M. N., Feng X., Horak P., Poletti F., Petropoulos P., Richardson D. J., "Fast and broadband fiber dispersion measurement with dense wavelength sampling," Opt. Express **22**(1), 943–953 (2014).
89. Sakr H., Bradley T. D., Hong Y., Jasion G. T., Hayes J. R., Kim H., Davidson I. A., Fokoua E. N., Chen Y., Bottrill K. R. H., et al., "Ultrawide bandwidth hollow core fiber for interband short reach data transmission," in *Optical Fiber Communication Conference Postdeadline Papers 2019, (Optical Society of America, 2019)* (2019), (April), p. Th4A.1.
90. Jaworski P., Yu F., Maier R. R. J., Wadsworth W. J., Knight J. C., Shephard J. D., Hand D. P., "Picosecond and nanosecond pulse delivery through a hollow-core Negative Curvature Fiber for micro-machining applications," Opt. Express **21**(19), 22742–22753 (2013).
91. Köttig F., Tani F., Biersach C. M., Travers J. C., Russell P. S. J., "Generation of microjoule pulses in the deep ultraviolet at megahertz repetition rates," Optica **4**(10), 1272–1276 (2017).
92. Astapovich M. S., Gladyshev A. V, Khudyakov M. M., Kosolapov A. F., Likhachev M. E., Bufetov I. A., "4.4-μm Raman generation with an average power above 1 W in silica revolver fibre," Quantum Electron. **48**(12), 1084–1088 (2018).
93. Gladyshev A. V, Kolyadin A. N., Kosolapov A. F., Yatsenko Y. P., Pryamikov A. D., Biriukov A. S., Bufetov I. A., Dianov E. M., "Low-threshold 1.9 μm Raman generation in microstructured hydrogen-filled hollow-core revolver fibre with nested capillaries," Laser Phys.

27(2), 025101 (2017).

94. Gladyshev A. V, Kosolapov A. F., Khudyakov M. M., Yatsenko Y. P., Kolyadin A. N., Krylov A. A., Pryamikov A. D., Biriukov A. S., Likhachev M. E., Bufetov I. A., et al., "2.9, 3.3, and 3.5 μm raman lasers based on revolver hollow-core silica fiber filled by 1H2/D2 gas mixture," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **24**(3), 0903008 (2018).
95. Xu M., Yu F., Knight J., "Mid-infrared 1 W hollow-core fiber gas laser source," Opt. Lett. **42**(20), 4055–4058 (2017).
96. Wang Z., Belardi W., Yu F., Wadsworth W. J., Knight J. C., "Efficient diode-pumped mid-infrared emission from acetylene-filled hollow-core fiber," Opt. Express **22**(18), 21872–21878 (2014).
97. Hassan Muhammad Rosdi A., Yu F., J. Wadsworth W., Knight J. C., "Cavity-based mid-IR fiber gas laser pumped by a diode laser," Optica **3**(3), 218–221 (2016).
98. Wadsworth W. J., Love A. L., Knight J. C., "Hollow-core fiber gas lasers," Work. Spec. Opt. Fibers their Appl. WSOF 2015 WT1A.1 (2015).
99. Bateman S. A., Belardi W., Yu F., Webb C. E., Wadsworth W. J., "Gain from helium-xenon discharges in hollow optical fibres at 3 to 3.5 μm," in *CLEO: 2014 Postdeadline Paper Digest, OSA Technical Digest (Online) (Optical Society of America, 2014)* (2014), p. STh5C.10.
100. Ermolov A., Mak K. F., Frosz M. H., Travers J. C., Russell P. S. J., "Supercontinuum generation in the vacuum ultraviolet through dispersive-wave and soliton-plasma interaction in a noble-gas-filled hollow-core photonic crystal fiber," Phys. Rev. A **92**(3), 033821 (2015).
101. Mak K., Travers J., Hölzer P., "Tunable vacuum-UV to visible ultrafast pulse source based on gas-filled Kagome-PCF," Opt. Express **21**(9), 8774–8780 (2013).
102. Belli F., Abdolvand A., Chang W., Travers J. C., Russell P. S. J., "Vacuum-ultraviolet to infrared supercontinuum in hydrogen-filled photonic crystal fiber," Optica **2**(4), 292–300 (2015).
103. Yatsenko Y. P., Pleteneva E. N., Okhrimchuk A. G., Gladyshev A. V, Kosolapov A. F., Kolyadin A. N., Bufetov I. A., "Multiband supercontinuum generation in an air-core revolver fibre," Quantum Electron. **47**(6), 553 (2017).
104. Turtaev S. N., Belovolov M. I., Levchenko A. E., Kosolapov A. F., Pryamikov A. D., Kolyadin A. N., "Acoustic sensitivity of the negative curvature hollow core fiber," in *Proceedings - 2014 International Conference Laser Optics, LO 2014* (2014).
105. Wei C., Young J. T., Menyuk C. R., Hu J., "Temperature sensor based on liquid-filled negative curvature optical fibers," OSA Contin. **2**(7), 2123–2130 (2019).
106. Slavík R., Marra G., Fokoua E. N., Baddela N., Wheeler N. V., Petrovich M., Poletti F., Richardson D. J., "Ultralow thermal sensitivity of phase and propagation delay in hollow core

optical fibres," Sci. Rep. **5**, 1–7 (2015).

107. Fokoua E. N., Petrovich M. N., Bradley T., Poletti F., Richardson D. J., Slavík R., "How to make the propagation time through an optical fiber fully insensitive to temperature variations," Optica **4**(6), 659 (2017).
108. Silva A. A., Barea L. A. M., Spadoti D. H., Francisco C. A. De, "Hollow-core negative curvature fibers for application in optical gas sensors," Opt. Eng. **58**(7), 1–7 (2019).
109. Cubillas A. M., Unterkofler S., Euser T. G., Etzold B. J. M., Jones A. C., Sadler P. J., Wasserscheid P., Russell P. S. J., "Photonic crystal fibres for chemical sensing and photochemistry," Chem. Soc. Rev. **42**(22), 8629–8648 (2013).
110. Popenda M. A., Stawska N. H., Mazur L. M., Jakubowski K., Kosolapov A., Kolyadin A., Bereś-Pawlik E., "Application of negative curvature hollow-core fiber in an optical fiber sensor setup for multiphoton spectroscopy," Sensors **17**(10), 2278 (2017).
111. Stawska H. I., Popenda M. A., Berés-Pawlik E., "Anti-resonant hollow core fibers with modified shape of the core for the better optical performance in the visible spectral region-A numerical study," Polymers. **10**(8), 899 (2018).
112. Popenda M. A., Stawska H. I., Syperek M., Kosolapov A. F., Kolyadin A. N., Bereś-Pawlik E., "Multiphoton fluorescence excitation and detection with a single negative curvature hollow core fibre," Laser Phys. Lett. **16**(1), 015103 (7pp) (2019).
113. Stawska H. I., Popenda M. A., Bereś-Pawlik E., "Combining hollow core photonic crystal fibers with multimode, solid core fiber couplers through arc fusion splicing for the miniaturization of nonlinear spectroscopy sensing devices," Fibers **6**(4), (2018).
114. Benabid F., Knight J. C., Russell P. S. J., "Particle levitation and guidance in hollow-core photonic crystal fiber," Opt. Express **10**(21), 1195–1203 (2002).
115. Bykov D. S., Schmidt O. a., Euser T. G., Russell P. S. J., "Flying particle sensors in hollow-core photonic crystal fibre," Nat. Photonics **9**, 461–465 (2015).
116. Zeltner R., Pennetta R., Xie S., Russell P. S. J., "Flying particle microlaser and temperature sensor in hollow-core photonic crystal fiber," Opt. Lett. **43**(7), 1479–1482 (2018).
117. Bykov D. S., Schmidt O. A., Euser T. G., Russell P. S. J., "Electric field sensing with high spatial resolution via a charged " flying particle " optically guided inside hollow-core PCF," Proc. SPIE **9157**, 1–4 (2014).
118. Gladyshev A. V., Astapovich M. S., Khudyakov M. M., Kosolapov A. F., Likhachev M. E., Bufetov I. A., "All-fiber high-average-power 4.42-μm Raman laser based on silica fiber," 2019 Conf. Lasers Electro-Optics Eur. Eur. Quantum Electron. Conf. CLEO/Europe-EQEC 2019 **78**, cj_3_3 (2019).
119. Benabid F., Couny F., Knight J. C., Birks T. A., Russell P. S. J., "Compact, stable and efficient

all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres," Nature **434**(7032), 488–491 (2005).

120. Xie S., Pennetta R., Russell P. S. J., "Self-alignment of glass fiber nanospike by optomechanical back-action in hollow-core photonic crystal fiber," Optica **3**(3), 277–282 (2016).
121. Xie S., Tani F., Travers J. C., Uebel P., Caillaud C., Troles J., Schmidt M. a, Russell P. S. J., "As2S3-silica double-nanospike waveguide for mid-infrared supercontinuum generation," Opt. Lett. **39**(17), 5216–5219 (2014).
122. Pennetta R., Xie S., Lenahan F., Mridha M., Novoa D., Russell P. S. J., "Fresnel-reflection-free self-aligning nanospike interface between a step-index fiber and a hollow-core photonic-crystal-fiber gas cell," Phys. Rev. Appl. **8**(1), 014014 (2017).
123. Fan D., Jin Z., Wang G., Xu F., Lu Y., Hu D. J. J., Wei L., Shum P., Zhang X., "Extremely high-efficiency coupling method for hollow-core photonic crystal fiber," IEEE Photonics J. **9**(3), 7104108 (2017).
124. Zeltner R., Xie S., Pennetta R., Russell P. S. J., "Broadband, lensless, and optomechanically stabilized coupling into microfluidic hollow-core photonic crystal fiber using glass nanospike," ACS Photonics **4**(2), 378–383 (2017).
125. Provino L., "Effect of nested elements on avoided crossing between the higher-order core modes and the air-capillary modes in hollow-core antiresonant optical fibers," Fibers **6**(42), (2018).
126. Wei C., Menyuk C. R., Hu J., "Polarization-filtering and polarization-maintaining low-loss negative curvature fibers," Opt. Express **26**(8), 9528–9540 (2018).
127. Osório J. H., Chafer M., Debord B., Giovanardi F., Cordier M., Maurel M., Delahaye F., Amrani F., Vincetti L., Gérôme F., et al., "Tailoring modal properties of inhibited-coupling guiding fibers by cladding modification," Sci. Rep. **9**(1376), 1–8 (2019).
128. Mangan B. J., Nicholson J. W., Fini J. M., Windeler R. S., Meng L., Puc G., Mukasa K., "Single mode , polarization maintaining hollow core fibre with significantly improved higher order mode reduction," in *2015 European Conference on Optical Communication (ECOC), Valencia* (2015), **1**, pp. 1–3.
129. Fini J. M., Nicholson J. W., Windeler R. S., Monberg E. M., Meng L., Mangan B., DeSantolo A., DiMarcello F. V, "Low-loss hollow-core fibers with improved single-modedness," Opt. Express **21**(5), 6233–6242 (2013).
130. Miyagi M., "Bending losses in hollow and dielectric tube leaky waveguides.," Appl. Opt. **20**(7), 1221–1229 (1981).
131. Frosz M. H., Roth P., Günendi M. C., Russell P. S. J., "Analytical formulation for the bend loss in single-ring hollow-core photonic crystal fibers," Photonics Res. **5**(2), 88–91 (2017).

132. Gao S., Wang Y.-Y., Liu X., Ding W., Wang P., "Bending loss characterization in nodeless hollow-core anti-resonant fiber," Opt. Express **24**(13), 14801–14811 (2016).
133. Alagashev G. K., Pryamikov A. D., Kosolapov A. F., Kolyadin A. N., Lukovkin A. Y., Biriukov A. S., "Impact of geometrical parameters on the optical properties of negative curvature hollow-core fibers," Laser Phys. **25**(5), 055101 (11pp) (2015).
134. "M2 Factor," https://www.rp-photonics.com/m2_factor.html.
135. Debord B., Amsanpally A., Chafer M., Baz A., Maurel M., Blondy J. M., Hugonnot E., Scol F., Vincetti L., Gérôme F., et al., "Ultralow transmission loss in inhibited-coupling guiding hollow fibers," Optica **4**(2), 209–217 (2017).
136. Adam J. L., Zhang X., eds., *Chalgenide Glasses. Preparation, Properties and Applications* (Woodhead publishing, Oxford, Cambridge, Philadelphia, New Delhi, 2014).
137. Kolyadin A. N., Astapovich M. S., Gladyshev A. V, Kosolapov A. F., "The design optimization and experimental investigation of the 4.4 μm raman laser basedon hydrogen-filled revolver silica fiber," in *VII International Conference on Photonics and Information Optics* (KnE Energy & Physics, 2018), **2018**, pp. 47–64.
138. Benoît A., Beaudou B., Alharbi M., Debord B., Gérôme F., Salin F., Benabid F., "Over-five octaves wide Raman combs in high-power picosecond-laser pumped H2-filled inhibited coupling Kagome fiber," Opt. Express **23**(11), 14002–14009 (2015).
139. Zheltikov A. M., "Colors of thin films, antiresonant phenomena in optical systems, and the limiting loss of modes in hollow optical waveguides," Uspekhi Fiz. Nauk **178**(6), 619–629 (2008).
140. Sadiku M. N. O., *Numerical Techniques in Electromagnetics*, 2nd ed (CRC Press, 2001).
141. Jin J.-M., *The Finite Element Method in Electromagnetics*, 2nd ed. (Wiley, 2002).
142. Okamoto K., *Fundamentals of Optical Waveguides* (Academic Press, 2006).
143. Cucinotta A., Pelosi G., Selleri S., Vincetti L., Zoboli M., "Perfectly matched anisotropic layers for optical waveguide analysis through the finite-element beam-propagation method," Microw. Opt. Technol. Lett. **23**(2), 67–69 (1999).
144. White T. P., Kuhlmey B. T., McPhedran R. C., Maystre D., Renversez G., de Sterke C. M., Botten L. C., "Multipole method for microstructured optical fibers I Formulation," J. Opt. Soc. Am. B **19**(10), 2322 (2002).
145. Ren G. Bin, Wang Z., Lou S. Q., Jian S. S., "Mode classification and degeneracy in photonic crystal fibers," Opt. Express **11**(11), 1310–1321 (2003).
146. Wang Y. Y., Peng X., Alharbi M., Dutin C. F., Bradley T. D., Gérôme F., Mielke M., Booth T., Benabid F., "Design and fabrication of hollow-core photonic crystal fibers for high-power ultrashort pulse transportation and pulse compression," Opt. Lett. **37**(15), 3111–3113 (2012).

147. Poletti F., Hayes J. R., Richardson D. J., "Low loss antiresonant hollow core fibres," in *Optics InfoBase Conference Papers* (2011), **1121**(2007), p. SOWB1.

148. Chen X., Hu X., Yang L., Peng J., Li H., Dai N., Li J., "Double negative curvature anti-resonance hollow core fiber," Opt. Express **27**(14), 19548–19554 (2019).

149. Yu F., Wadsworth W. J., Knight J. C., "Low loss silica hollow core fibers for 3–4 μm spectral region," Opt. Express **20**(10), 11153 (2012).

150. Kryukova E. B., Plotnichenko V. G., Dianov E. M., "IR absorption spectra in high-purity silica glasses fabricated by different technologies," in *Proceedings of SPIE* (2000), **4083**(May 2000), pp. 71–80.

151. Tan C. Z., "Determination of refractive index of silica glass for infrared wavelengths by IR spectroscopy," Non-Crystaline Solids **223**(1–2), 158–163 (1998).

152. Malitson I. H., "Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica," J. Opt. Soc. Am. **55**(10), 1205–1209 (1965).

153. Zeisberger M., Schmidt M. A., "Analytic model for the complex effective index of the leaky modes of tube-type anti-resonant hollow core fibers," Sci. Rep. **7**(1), 1–13 (2017).

154. Matos C. J. S. De, Taylor J. R., "All-fiber chirped pulse amplification using highly-dispersive air-core photonic bandgap fiber," Opt. Express **11**(22), 1702–1704 (2003).

155. Chen Y., Liu Z., Sandoghchi S. R., Jasion G. T., Bradley T. D., Numkam Fokoua E., Hayes J. R., Wheeler N. V, Gray D. R., Mangan B. J., et al., "Multi-kilometer long, longitudinally uniform hollow core photonic bandgap fibers for broadband low latency data transmission," J. Light. Technol. **34**(1), 104–113 (2016).

156. Ghatak A., Thyagarajan K., *Introduction to Fiber Optics* (Cambridge University Press, 1999).

157. Belardi W., Knight J. C., "Effect of core boundary curvature on the confinement losses of hollow antiresonant fibers," Opt. Express **21**(19), 21912–21917 (2013).

158. Alharbi M., Bradley T., Debord B., Ghosh D., Vincetti L., Benabid F., Enzo E., Emilia R., "Hypocycloid-shaped hollow-core photonic crystal fiber Part II: Cladding effect on confinement and bend loss," Opt. Express **21**(23), 28609–28616 (2013).

159. Marcuse D., "Field deformation and loss caused by curvature of optical fibers," J. Opt. Soc. Am. **66**(4), 311–320 (1976).

160. Bufetov I. A., Kolyadin A. N., Kosolapov A. F., Efremov V. P., Fortov V. E., "Catastrophic damage in hollow core optical fibers under high power laser radiation," Opt. Express **27**(13), 18296–18311 (2019).

161. Kolyadin A. N., Kosolapov A. F., Bufetov I. A., "Optical discharge propagation along hollow-core optical fibres," Quantum Electron. **48**(12), 1138–1142 (2018).

162. Kashyap R., Blow K. J., "Observation of catastrophic self-propelled self-focusing in optical

fibres," Electron. Lett. **24**(1), 47–49 (1988).

163. Hand D. P., Russell P. S. J., "Solitary thermal shock waves and optical damage in optical fibers: the fiber fuse," Opt. Lett. **13**(9), 767–769 (1988).
164. Kashyap R., "The fiber fuse-from a curious effect to a critical issue: a 25th year retrospective," Opt. Express **21**(5), 6422–6441 (2013).
165. Dianov E. M., Fortov V. E., Bufetov I. A., Efremov V. P., Rakitin A. E., Melkumov M. A., Kulish M. I., Frolov A. A., "Temperature of optical discharge under action of laser radiation in silica-based fibers," in *2005 31st European Conference on Optical Communication, ECOC 2005, Glasgow,* (2005), pp. 469–470.
166. Dianov E. M., Bufetov I. A., Frolov A. A., Mashinsky V. M., Plotnichenko V. G., Churbanov M. F., Snopatin G. E., "Catastrophic destruction of fluoride and chalcogenide optical fibres," Electon. Lett. **38**(15), 3–4 (2002).
167. Буфетов И. А., Дианов Е. М., "Оптический разряд в волоконных световодах," Light. Russ. Ed. **4**, 50–51 (2004).
168. Буфетов И. А., Фролов А. А., Шубин А. В., Лихачев М. Е., Лаврищев С. В., Дианов Е. М., "Распространение оптического разряда по волоконным световодам в условиях интерференции мод," Квантовая электроника **38**, 2–5 (2008).
169. Bufetov I. A., Frolov A. A., Shubin A. V, Likhachev M. E., Lavrishchev S. V, Khopin V. F., Dianov E. M., "Fiber fuse effect: New results on the fiber damage structure," in *2007 33rd European Conference and Exhibition of Optical Communication, ECOC 2007* (2007), pp. 79–80.
170. Todoroki S., "Animation of fiber fuse damage, demonstrating periodic void formation," Opt. Lett. **30**(19), 2551–2561 (2005).
171. Todoroki S., "Origin of periodic void formation during fiber fuse," Opt. Express **13**(17), 6381–6389 (2005).
172. Kashyap R., "Self-propelled self-focusing damage in optical fibers," in *Proceedings of the Tenth International Conference on Lasers and Applications* (1987).
173. Буфетов И. А., Дианов Е. М., "Оптический разряд в волоконных световодах," успехи физических наук **175**(1), 6–9 (2005).
174. Antunes P. F. C., Domingues M. F. F., Alberto N. J., André P. S., "Optical fiber microcavity strain sensors produced by the catastrophic fuse effect," IEEE Photonics Technol. Lett. **26**(1), 78–81 (2014).
175. Liao C. R., Hu T. Y., Wang D. N., "Optical fiber Fabry-Perot interferometer cavity fabricated by femtosecond laser micromachining and fusion splicing for refractive index sensing," Opt. Express **20**(20), 22813–22818 (2012).

176. Pinet É., "Fabry-pérot fiber-optic sensors for physical parameters measurement in challenging conditions," J. Sensors **2009**, (2009).

177. Райзер Ю. П., *Лазерная Искра и Распространение Разрядов* (Наука, 1974).

178. Е.М. Дианов, В.Е. Фортов, И.А. Буфетов, В.П. Ефремов, А.А. Фролов, М.Я. Щелев В. И. Л., "Детонационно-подобный режим разрушения волоконных световодов под действием интенсивного лазерного излучения," Письма в ЖЕТФ **83**(2), 84–88 (2006).

179. Dianov E. M., Fortov V. E., Bufetov I. A., Efremov V. P., Frolov A. A., "Detonation-like regime of the destruction of optical fibers subjected to intense laser radiation," JETP Lett. **83**(2), 75–78 (2006).

180. Bufetov I. A., Frolov A. A., Efremov V. P., Schelev M. Y., Lozovoi V. I., Fortov V. E., Dianov E. M., "Fast optical discharge propagation through optical fibres under kW-range laser radiation," in *2005 31st European Conference on Optical Communication, ECOC 2005, Glasgow* (2005), pp. 39–40 vol.6.

181. Dianov E. M., Bufetov I. A., Frolov A. A., Plotnichenko V. G., Mashinskii V. M., Churbanov M. F., Snopatin G. E., "Catastrophic destruction of optical fibres of various composition caused by laser radiation," Quantum Electron. **32**(6), 476–478 (2002).

182. Dianov E. M., Bufetov I. A., Frolov A. A., "Catastrophic damage in specialty optical fibers under cw medium-power laser radiation," J. Opt. **33**(3), 171–180 (2004).

183. Дианов Е. М., Фролов А. А., Буфетов И. А., Семенов С. Л., Чаморовский Ю. К., Иванов Г. А., Воробьев И. Л., "Эффект катастрофического разрушения в микроструктурированном световоде," Квантовая электроника **34**(1), 59–61 (2004).

184. Bufetov I. A., Fedorov V. B., Fomin V. K., "Propagation of an optical flame along a tube," Combust. Explos. Shock Waves **22**(3), 274–284 (1986).

185. Tauer J., Orban F., Kofler H., Fedotov A. B., Fedotov I. V., Mitrokhin V. P., Zheltikov A. M., Wintner E., "High-throughput of single high-power laser pulses by hollow photonic band gap fibers," Laser Phys. Lett. **4**(6), 444–448 (2007).

186. Dumitrache C., Rath J., Yalin A. P., "High power spark delivery system using hollow core kagome lattice fibers," Materials (Basel). **7**(8), 5700–5710 (2014).

187. Krylov A. A., Sazonkin S. G., Kosolapov A. F., Pryamikov A. D., Kolyadin A. N., Bufetov I. A., "Fibre-optic 100 fs pulse amplification and transmission system in the telecom range," Quantum Electron. **48**(7), 589–595 (2018).

188. Kaitmazov S. D., Medvedev A. A., Prokhorov A. M., "Investigation of optical breakdown in air by a laser operating in the mode-synchronization regime," Sov. Phys. Dokl. **13**, 581–582 (1968).

189. Alcock A. J., DeMichelis C., Richardson M. C., "Production of a spark by a train of mode - locked laser pulses," Phys. Lett. A **28**(5), 356–357 (1968).

190. Wang C. C., Davis L. I., "New observations of dielectric breakdown in air induced by a focused Nd3+ glass laser with various pulse widths," Phys. Rev. Lett. **26**(14), 822–825 (1971).
191. Ramsden S. A., Savic P. A., "A radiative detonation model for the development of a laser-induced spark in air," Nature **203**, 1217–1219 (1964).
192. Raizer Y. P., *Laser-Induced Discharge Phenomena* (Consultants Bureau, 1977).
193. Седов Л. И., *Методы Подобия и Размерности в Механике* (Наука, 1981).
194. Jones R. M., *Buckling of Bars, Plates, and Shells* (Bull Ridge Publishing Blacksburg, 2006).
195. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Теоретическая Физика. Том 6. Гидродинамика* (Наука, 1986).
196. Brode H. L., "Numerical solutions of spherical blast waves," J. Appl. Phys. **26**(6), 766–775 (1955).
197. Колядин А. Н., Косолапов А. Ф., Яценко Ю. П., Буфетов И. А., "Температура оптического разряда в полых волоконных световодах при интенсивностях лазерного излучения, близких к пороговым," Прикладная Фотоника **6**(3–4), 171–183 (2019).
198. Геращенко О. А., Гордов А. Н., Еремина А. К., Лях В. И., Луцик Я. Т., Пуцыло В. И., Стаднюк В. И., Ярышев И. А., *Температурные Измерения: Справочник* (Ин- т проблем энергосбережения . – Киев: Наукова думка, 1989).
199. Магунов А. Н., "Измерение температуры объектов с неизвестной излучательной способностью методом спектральной пирометрии," Научное приборостроение **20**(3), 22–26 (2010).
200. Dianov E. M., Fortov V. E., Bufetov I. A., Efremov V. P., Rakitin A. E., Melkumov M. A., Kulish M. I., Frolov A. A., "High-speed photography , spectra , and temperature of optical discharge in silica-based fibers," IEEE Photonics Technol. Lett. **18**(6), 752–754 (2006).
201. Прямиков А. Д., Алагашев Г. К., Буфетов И. А., "Математическое моделирование свойств револьверных световодов и оптимальная конструкция световода для рамановского лазера 1.56-4.4 мкм," Вычислительные технологии **22**(6), (2017).
202. Буфетов И. А., Жердиенко В. В., Федоров В. Б., Фомин В. К., "Диагностика плазмы оптического разряда, поддерживаемого излучением неодимового лазера в атмосферном воздухе," Квантовая электроника **13**(9), 1875–1884 (2020).
203. Райзер Ю. П., *Физика Газового Разряда* (Учеб. руководство.—М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987).