

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования «Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет имени Н.Г.Чернышевского»

*На правах рукописи*



**Корсакова Светлана Владимировна**

**Взаимодействие мод световода с внешней поглощающей средой в  
сенсорных элементах для волоконной эванесцентной  
спектроскопии среднего ИК-диапазона**

01.04.05 – Оптика

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, профессор

Романова Елена Анатольевна

Саратов – 2021

# Оглавление

<b>Введение...</b>	<b>5</b>
<b>Глава 1. Разработка теоретических моделей для исследования взаимодействия мод световода с внешней поглощающей средой</b>	<b>29</b>
1.1. Постановка краевых задач в теории волоконных световодов	31
1.2. Методы решения краевых задач в теории волоконных световодов	36
1.3. Теоретические модели для исследования взаимодействия излучения с внешней поглощающей средой в сенсорных элементах	38
1.3.1. Сенсорный элемент на основе регулярного бесструктурного световода	39
1.3.2. Сенсорный элемент на основе регулярного световода с тонкой кольцевой оболочкой	43
1.3.3. Сенсорный элемент на основе изогнутого бесструктурного световода	45
1.3.4. Задание оптических параметров внешней поглощающей среды в теоретических моделях	48
1.4. Методология исследования	49
1.5. Выводы	56
<b>Глава 2. Измерение спектров пропускания сенсорных элементов на основе многомодовых халькогенидных световодов в лабораторном эксперименте</b>	<b>57</b>
2.1. Оптические свойства исследуемых жидкостей в среднем ИК-диапазоне	58
2.1.1. Определение оптических характеристик водных растворов ацетона	58
2.1.2. Определение оптических характеристик дизельного топлива с присадкой антигель	60
2.2. Оптические характеристики световода из стекла состава $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$	64
2.3. Измерения с сенсорным элементом на основе прямого световода	65
2.4. Измерения с сенсорным элементом на основе U-образного световода	70
2.5. Выводы	74

<b>Глава 3. Исследование особенностей взаимодействия мод регулярного халькогенидного световода с внешней поглощающей средой.....</b>	<b>76</b>
3.1. Оптические характеристики поглощающей среды и световода, используемые в расчетах.....	77
3.2. Параметры мод регулярного бесструктурного световода, погруженного в поглощающую жидкость.....	78
3.2.1. Параметр моды в оболочке и продольная постоянная распространения моды.....	81
3.2.2. Доля мощности в оболочке и плотность потока мощности моды .....	87
3.2.3. Спектральная зависимость продольных коэффициентов затухания мощности мод.....	92
3.3. Выходные характеристики сенсорного элемента на основе регулярного бесструктурного световода .....	94
3.3.1. Диапазон измеряемых значений концентрации раствора.....	96
3.3.2. Чувствительность .....	102
3.3.3. Предел обнаружения вещества в растворе .....	105
3.4. Параметры мод регулярного световода с тонкой кольцевой оболочкой, погруженного в поглощающую жидкость.....	110
3.4.1. Продольная постоянная распространения мод кольцевой оболочки..	111
3.4.2. Продольные коэффициенты затухания мощности мод оболочки .....	113
3.5. Выходные характеристики сенсорного элемента на основе регулярного световода с тонкой кольцевой оболочкой .....	118
3.6. Выводы.....	126
<b>Глава 4. Исследование особенностей взаимодействия мод изогнутого халькогенидного световода с внешней поглощающей средой.....</b>	<b>131</b>
4.1. Оптические характеристики поглощающей среды и световода, используемые в расчетах.....	132
4.2. Параметры мод изогнутого бесструктурного световода, погруженного в поглощающую жидкость.....	132
4.2.1. Профили мод в поперечном сечении световода и доля мощности моды в оболочке .....	133
4.2.2. Угловая и линейная постоянные распространения моды .....	137
4.3. Поглощательная способность сенсорного элемента на основе U-образного бесструктурного халькогенидного световода.....	142
4.4. Выводы .....	146

<b>Глава 5. Исследование дисперсионных свойств мод халькогенидного световода.....</b>	<b>149</b>
5.1. Дисперсионные характеристики мод регулярного халькогенидного световода с бесконечной оболочкой .....	149
5.2. Исследование возможности совмещения функции сенсорного элемента и генератора суперконтинуума в одном волоконном устройстве.....	153
5.3. Выводы .....	154
<b>Заключение.....</b>	<b>157</b>
<b>Список литературы.....</b>	<b>161</b>
<b>Приложение .....</b>	<b>176</b>
А. Способы выражения концентрации растворов.....	176

## Введение

Анализаторы химического состава вещества востребованы в различных сферах жизнедеятельности человека, таких как наука, промышленное производство, медицинская диагностика, экологический мониторинг. В настоящее время для контроля производственных, природных, биологических процессов обычно производится забор проб исследуемых веществ для определения их состава в лабораториях, что не позволяет своевременно выявлять наличие тех или иных примесей. Разработка средств обеспечения дистанционного контроля таких процессов в режиме реального времени является актуальной научной задачей.

Спектроскопия среднего инфракрасного диапазона (2 – 50 мкм в длинах волн по классификации IUPAC [1]) является надежным, быстрым и высокоточным оптическим методом определения химического состава индивидуальных веществ и смесей. Характерные полосы поглощения колебательных спектров молекул большинства неорганических, органических и биологических веществ находятся в спектральной области 2 – 25 мкм, что позволяет идентифицировать методами ИК-спектроскопии практически все существующие молекулы. Создание спектроскопических устройств и систем, функционирующих в среднем ИК-диапазоне в режиме реального времени за пределами лабораторий, позволит перейти на более высокий уровень научных исследований, контроля производственных процессов, состояния окружающей среды, повысить эффективность медицинской диагностики, улучшить системы безопасности.

Для такого контроля могут быть использованы волоконно-оптические спектроскопические датчики, действие которых основано на спектральном анализе излучения, прошедшего через световод, погруженный во внешнюю исследуемую среду, и частично поглотившегося в этой среде, поскольку часть излучения, распространяющегося в световоде, проникает через боковую поверхность световода и взаимодействует с этой средой [2].

Принципиальная схема волоконно-оптического спектроскопического датчика включает в себя: широкополосный источник излучения среднего ИК-диапазона, волоконный сенсорный элемент (СЭ), в котором происходит взаимодействие излучения и исследуемой среды, и устройство детектирования с анализатором спектра.

Создание таких датчиков особенно актуально для химического анализа жидких сред, так как коэффициенты  $\alpha$  поглощения излучения на колебательных переходах молекул в жидкости настолько велики, что характерные длины  $\alpha^{-1}$  поглощения в среднем ИК-диапазоне составляют величины порядка нескольких микрометров. Это создает определенные трудности при спектрофотометрических измерениях поглощательной способности  $A=\alpha \cdot L$  объемных образцов в кюветах, когда толщина кювет должна быть настолько мала, чтобы не превышать величин  $\alpha^{-1}$  в полосе поглощения исследуемого вещества.

Аналитический метод, назовем его «методом волоконной эванесцентной спектроскопии» (от англ. the fiber-based evanescent-wave spectroscopy) развивался в последние годы в лабораторных условиях. В связи с отсутствием волоконных широкополосных источников когерентного излучения, проводились измерения на основе Фурье-спектрометров [3–14], где источником излучения является высокотемпературный металлокерамический стержень (глобар).

Световод для СЭ должен иметь низкие оптические потери в среднем ИК-диапазоне. Поэтому СЭ обычно изготавливаются на основе халькогенидных световодов [3–7], имеющих низкие потери в области спектра от 1 до 20 мкм длин волн (в зависимости от состава стекла) или на основе поликристаллических световодов на основе галогенидов серебра [8–14] с низкими потерями в области спектра от 3 до 30 мкм. В лабораторных условиях СЭ на основе поликристаллических волокон использовались для измерения концентрации различных веществ в растворах тетрахлорэтилена в гексане [8], хлорированных углеводов в воде [9], использовались для определения качества воды [9,13,14]. Центр инфракрасных волоконных технологий Уральского федерального университета [15] ведет разработку и создание волоконно-оптических зондов с

различными типами рабочих элементов на основе поликристаллических волокон, работающих в диапазоне длин волн от 3 до 18 мкм, в зависимости от формы сенсорного элемента и типа детектора. Фирмой Artphotonics (Берлин, Германия) были созданы коммерческие петлевые зонды на основе халькогенидных и поликристаллических световодов, работающие в диапазоне длин волн от 3 до 18 мкм с пределом обнаружения 0.1 - 1% в зависимости от состава и свойств исследуемой смеси веществ и типа спектрометра [16]. Однако, поликристаллические волокна обладают высокой хрупкостью и способностью к деградации. Кроме того, нельзя менять форму такого волокна методом локального нагрева и создавать структуры для высокочувствительных СЭ.

Халькогенидные световоды с их областью прозрачности в диапазоне длин волн 1 – 20 мкм (в зависимости от состава стекла) [1] являются наиболее подходящим материалом для создания волоконно-оптических датчиков, работающих в среднем ИК-диапазоне. Халькогенидные стекла были впервые получены в 1954 году Б.Т. Коломийцем и Н.А.Горюновой [17]. Их изготавливают на основе соединений халькогенов (сера, селен и теллур) с элементами четвертой, пятой групп периодической системы Д.И. Менделеева – Ge, P, As, Sb. В волоконной оптике наиболее часто используются халькогенидные стекла следующих систем: As-S, As-Se, As-S-Se, As-Se-Te, Ge-Se, Ge-As-Se-Te, Ge-S-Se. Область пропускания сульфидных стекол лежит в диапазоне 1 – 12.5 мкм, селенидных – 1 – 18 мкм, теллуридных – 1 – 20 мкм [1]. В ИК-диапазоне показатели преломления халькогенидных стекол ( $\sim 2.4 - 3.4$ ) больше, чем у кварцевого стекла ( $\sim 1.4$ ). Нелинейные коэффициенты преломления и поглощения, а также коэффициент рамановского усиления халькогенидных стекол на 2-3 порядка превышают соответствующие коэффициенты кварцевого стекла в ближнем ИК-диапазоне [18].

Для получения многомодового халькогенидного световода с низкими оптическими потерями необходимо очистить стекло от примесей. В настоящее время в Институте химии высокочистых веществ (ИХВВ) РАН разработаны технологии получения высокочистых халькогенидных стекол для вытяжки

волоконных световодов. В халькогенидных световодах достигнуты рекордно низкие оптические потери: 12 дБ/км на длине волны 3 мкм в многомодовых световодах из сульфидно-мышьякового стекла [19]; 40 дБ/км на длине волны 6.6 мкм в бесструктурном волокне из стекла системы Te-As-Se [20], 60 дБ/км на длине волны 4.8 мкм в многомодовых световодах системы As-S-Se [21], 67 дБ/км на длине волны 6.5 мкм в многомодовых световодах из селенида мышьяка [22]. Для световодов из стекла систем Ge-Se ( $\text{Ge}_{20}\text{Se}_{80}$ ) минимальные оптические потери составляют 0.9 дБ/м на длине волны 7.1 мкм, а для световодов из стекла системы Ge-As-Se-Te ( $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$ ) были получены минимальные оптические потери 0.65 дБ/м на длине волны 6.6 мкм [23].

Для определения химического состава различных жидких сред методом волоконной эванесцентной спектроскопии на основе лабораторных Фурье-спектрометров использовались, как правило, бесструктурные прямые или U-образные световоды из халькогенидного стекла. Например, в [5] с бесструктурным прямым световодом из стекла состава  $\text{Ge}_{30}\text{As}_{10}\text{Se}_{30}\text{Te}_{30}$  с диаметром сердцевины 200 мкм проводились измерения спектров пропускания водных растворов метилового, этилового и изопропилового спиртов, ацетона, этановой кислоты, воды, гексана и хлороформа в области длин волн теплового источника от 3 до 16 мкм. Предел обнаружения вещества в этих растворах составил 2 об.%. Волокно такого же состава с диаметром 185 мкм было использовано в [4] для измерения спектров пропускания токсичных соединений, таких как хлорированные углеводороды, бензол и их производные в области длин волн от 2 до 12 мкм. В [3] бесструктурный световод из стекла состава  $\text{Ge}_{27}\text{Se}_{18}\text{Te}_{55}$  был использован для определения пропускания водных растворов ацетона, этилового спирта и серной кислоты. Предел обнаружения вещества в этих растворах составил от 2 до 5.3 об.%.

Для увеличения чувствительности измерений создавались световоды со сложным профилем показателя преломления или сложной геометрией. В частности, для СЭ создавались перетяжки волокна на конечной длине (*англ.taper*) [24,25] или использовались микроструктурированные волокна с подвешенной



сердцевиной [26,27]. В [28] была исследована зависимость поглотительной способности световодов с различным диаметром и длиной тейперной зоны, погруженных в раствор гексагидратной соли хлорида кобальта в изопропиловом спирте, и показано, что создание перетяжки приводит к возрастанию поглотительной способности  $A(c)$ , где  $c$  – молярная концентрация раствора. В измерениях было установлено, что чем меньше толщина перетяжки, тем выше поглотительная способность. Чувствительность, определяемая как производная  $dA(c)/dc$ , для световода с минимальным радиусом перетяжки составляла порядка 0.57 л/моль при  $c = 0.06$  моль/л и 0.7 л/моль при  $c = 0.02$  моль/л. В [26, 27] была исследована возможность использования волокон с подвешенной сердцевинкой в качестве СЭ, однако, не было сделано оценок чувствительности. Такие структуры являются хрупкими и ненадежными, поэтому основным способом оптимизации СЭ стало создание постоянного изгиба бесструктурного световода на конечной длине [7, 28–37].

Измерения с U-образным световодом в качестве СЭ проводились в работах [7, 28–30] для определения химического состава различных веществ. Например, в [7] проводилось сравнение поглотительной способности СЭ на основе бесструктурного световода из стекла состава  $Te_2As_3Se_5$  с диаметром сердцевинки 250 мкм регулярной и петлевой геометрии с радиусом изгиба менее 5 мм, погруженного в этанол. При этом чувствительность СЭ оценивалась через измерение поглотительной способности. Было установлено, что поглотительная способность СЭ на основе U-образного световода возрастает при наличии витка, а при двух витках значение поглотительной способности выше, чем при одном и трех. Падение поглотительной способности СЭ при трех витках авторы объясняют возрастанием оптических потерь на изгибах.

Использование U-образного многомодового халькогенидного световода в качестве СЭ нашло применение в медицине [31–37]. Так, халькогенидное волокно с диаметром 250 мкм и радиусом изгиба 2 мм было использовано для исследования спектров поглощения образцов синовиальной жидкости пациентов

с септическим артритом [28], а также для исследования клеток кишечных полипов [30].

При большом объеме экспериментальных исследований, которые продемонстрировали пригодность волоконно-оптических спектроскопических датчиков для химического анализа различных веществ, не были выявлены факторы, влияющие на чувствительность датчиков, не проводилось детальных экспериментальных и теоретических исследований их функционирования. Не было создано теоретической модели взаимодействия оптического излучения с внешней исследуемой средой в СЭ, которая позволила бы выявить причины относительно низкой чувствительности проведенных лабораторных измерений, определить пути ее повышения, и которая могла бы стать основой компьютерной системы проектирования таких датчиков.

В теоретическом рассмотрении распространения электромагнитного излучения в волоконных СЭ ранее применялся как оптико-геометрический, так и волновой подходы. Поскольку при проведении измерений на основе лабораторных спектрофотометров использовался источник теплового излучения, оптико-геометрический подход рассматривался как простой и эффективный инструмент для анализа условий ввода некогерентного излучения в многомодовый световод [6, 38, 39]. В [28, 40] оптико-геометрический подход был применен для описания распространения лучей в изогнутом световоде.

В рамках оптико-геометрического подхода для описания распространения излучения в световоде рассчитываются френелевские отражения на границе световода с поглощающей средой в приближении локальных плоских волн, что не дает детальной информации о доле мощности излучения в оболочке, о продольных и поперечных потоках мощности излучения в световоде, о поляризации электромагнитной волны. В рамках оптико-геометрического подхода не были рассчитаны и исследованы выходные характеристики волоконных спектроскопических датчиков.

Для разработок высокочувствительных датчиков необходимы знания об особенностях взаимодействия излучения в световоде с внешней средой в СЭ.

Теоретическое рассмотрение поглощения электромагнитных волн в СЭ в рамках волнового подхода, описанное в литературе, основывалось на упрощенном представлении, согласно которому в световоде происходит уменьшение мощности только той части излучения моды световода, которая распространяется во внешней поглощающей среде, являющейся, по сути, оболочкой световода, а в его сердцевине мощность моды остается постоянной [25, 41]. В этом случае для отдельной моды  $A = \alpha \cdot L \cdot r$ , где  $r$  - доля мощности моды в оболочке. Однако, такой подход применим только при условии слабого поглощения внешней среды [3–7], что неприемлемо в ИК-спектроскопии жидких сред, так как коэффициенты поглощения жидкостей в области длин волн 3 - 10 мкм могут достигать значений  $\sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ .

Следует также учитывать, что в СЭ на основе халькогенидного световода велика разница показателей преломления сердцевины и внешней поглощающей среды - 2.4 – 3.4 для халькогенидных стекол и 1.28 – 1.35 для многих жидких сред. Поэтому для описания электромагнитных полей неприменимо приближение слабонаправляющего световода, в котором показатели преломления сердцевины и оболочки различаются менее чем на 1%. Такие световоды из кварцевого стекла используются в волоконно-оптических линиях передачи информации.

Распространение электромагнитного излучения через изгиб слабонаправляющего кварцевого световода изучалось ранее многими авторами [42–48], причем, особое внимание уделялось определению оптических потерь на изгибе. В настоящее время известно несколько подходов к описанию распространения излучения в изогнутом волоконном световоде [49]: представление изгиба в виде секций (в виде тора) и решении уравнений Максвелла для такой геометрии и дальнейшим «сшиванием» решения в разных сегментах с учетом граничных условий, использование методов статистического моделирования, использование теории интегральных операторов свертки и представление задачи в виде преобразования входной мощности излучения в выходную мощность через искривленный волновод, теория комформных

отображений и введение эффективного профиля показателя преломления [44, 50–53].

В ряде работ исследовалось, как механические деформации материала влияют на оптические свойства световода на изгибе. В [50] механические деформации учитывались введением коэффициентов Пуассона в выражение для показателя преломления изогнутого световода. В [54] было подробно рассмотрено влияние механических деформаций на значение показателя преломления изогнутого световода. Показано, что в срединной плоскости показатели преломления не меняются, в растянутых слоях уменьшаются, а в сжатых – увеличиваются.

Однако, результаты теоретических исследований распространения излучения в изогнутых световодах не применялись для анализа функционирования СЭ в задачах волоконной эванесцентной спектроскопии.

При использовании тепловых источников было затруднительно исследовать в эксперименте влияние условий ввода излучения на выходные характеристики датчика. Тепловое излучение обычно вводится соосно в торец световода посредством длиннофокусной линзы. Исследование влияния условий ввода некогерентного излучения в многомодовый халькогенидный световод впервые проводилось в [6]. Применение масок, перекрывающих центральную часть сходящегося пучка теплового излучения, сфокусированного на торец световода, позволило выделять узкую кольцевую область лучей, падающих на торец под определенным углом к оси световода. Было установлено, что поглощательная способность больше для лучей, падающих на торец под большим углом.

Для когерентного оптического излучения, в отличие от теплового, можно относительно легко варьировать условия ввода в световод (например, вводить излучение под определенным углом к оси световода). Поэтому создание волоконных источников с высокой направленностью излучения в диапазоне длин волн 3 – 14 мкм, позволит оптимизировать ввод излучения как в бесструктурный СЭ, так и в СЭ со сложным профилем показателя преломления и со сложной

геометрией. В качестве таких источников могут быть использованы источники спектрального суперконтинуума (СК).

Основной проблемой в создании источников СК среднего ИК-диапазона на основе халькогенидных световодов является то, что в ближнем ИК-диапазоне халькогенидные стекла имеют большую нормальную дисперсию групповой скорости (ДГС). Поэтому для накачки СК нужны лазерные источники с длинами волн более 3 мкм, поскольку нули ДГС халькогенидных стекол различных составов приходится на области длин волн 5-8 мкм.

В настоящее время в связи с отсутствием волоконных лазеров среднего ИК-диапазона, для накачки СК в халькогенидных световодах используются параметрические генераторы. Так, в работах [55,56] в маломодовых световодах со ступенчатым профилем показателя преломления из стекол систем Ge-As-S-Se и Ge-Sb-Se при накачке 330 фс импульсами на длине волны 4 мкм была получена генерация СК в диапазоне длин волн 1-10 мкм со средней мощностью 1.26 мВт и в диапазоне 2.2-12 мкм со средней мощностью 17 мВт, соответственно. Для того чтобы накачивать СК имеющимися волоконными лазерами с длиной волны менее 2.5 мкм, создают структуру, дисперсионные свойства которой позволяют компенсировать дисперсию халькогенидного стекла. Это осуществляется в микроструктурированных световодах. Уменьшение диаметра световода на конечной длине дает дополнительные возможности для оптимизации нелинейных взаимодействий. Так, в микроструктурированных световодах из стекла As-Se с подвешенной сердцевинной и перетяжкой при накачке 38 фс импульсами лазера на основе кристаллов  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  на длине волны 2.4 мкм в [57] был получен СК в диапазоне длин волн от 1.45 до 3.6 мкм с выходной мощностью 35 мВт. При использовании микроструктурированных световодов из стекла Ge-As-Se с перетяжкой при накачке 252 фс импульсами параметрического генератора на длине волны 4 мкм был получен СК в диапазоне от 1 до 8 мкм с выходной мощностью 57.3 мВт [58]. В [59] теоретически показана возможность получения СК в халькогенидных световодах со ступенчатым профилем показателя преломления с сердцевинной из стекла состава As-Se-Te и оболочкой из стекла

состава As-S больше 8 мкм при накачке фемтосекундным импульсом на длине волны 2 мкм при энергии входного импульса 100 пДж и длительности импульса 150 фс. В [60] теоретически исследована возможность получения СК в световодах с подвешенной сердцевинной из стекла состава As-Se с диаметром сердцевины 1 мкм с перетяжкой и с накачкой на длинах волн 1.57 и 2 мкм. Численно была получена генерация СК выше 10 мкм при накачке ультракоротким импульсом мощностью 100 пДж и длительностью 150 фс. В [61] было численно продемонстрировано наличие двух нулей дисперсии в халькогенидных световодах с диаметром сердцевины больше 2.5 мкм при накачке фемтосекундным импульсом мощностью 50 пДж на длине волны 2 мкм.

Таким образом, на пути к реализации полностью волоконных спектроскопических датчиков возникают проблемы, связанные как с отсутствием волоконных лазеров среднего ИК-диапазона, так и с необходимостью использования хрупких световодов с микроразмерным диаметром, часто имеющих большие оптические потери и плохо согласующихся с источником накачки. При накачке сверхкороткими лазерными импульсами низкий порог разрушения маломодовых волоконных структур не позволяет получить высокую спектральную плотность мощности излучения. В отличие от таких структур, многомодовые световоды более надежны и удобны, имеют низкие оптические потери и хорошо интегрируются в оптические системы. Технологии получения многомодовых световодов проще, а стоимость меньше по сравнению с маломодовыми или микроструктурированными световодами. В последнее время растет интерес к исследованию нелинейно-оптических взаимодействий различных мод волоконных световодов [62,63]. Разрабатываются методики селективного возбуждения мод с заданными радиальными и азимутальными порядками [64,65].

С учетом того, что СЭ обычно создаются на основе многомодовых волокон с диаметром сердцевины более 100 мкм, а для генерации суперконтинуума используется маломодовое волокно с сердцевиной диаметром менее 10 мкм, потери при вводе излучения в сенсорный элемент велики. Поэтому при разработке полностью волоконного устройства представляет интерес развитие

подхода, направленного на совмещение функций генератора СК и СЭ в одном световоде.

На основании вышеизложенного был определен объект исследования и сформулирована цель диссертационной работы.

**Объектом исследования** в диссертационной работе являются физические явления при взаимодействии оптического излучения в СЭ на основе многомодового волоконного световода из халькогенидного стекла, имеющего низкие оптические потери в среднем ИК-диапазоне, с внешней поглощающей средой в виде двухкомпонентного жидкого раствора, а также функционирование волоконно-оптического спектроскопического датчика.

В теоретических исследованиях используется волновой подход в теории волоконных световодов, основанный на модовом представлении излучения в световоде, что позволяет получить фундаментальные знания о распространении оптического излучения в СЭ. При этом не делается допущений о слабом поглощении внешней среды и малой разнице показателей преломления световода и внешней среды. Рассматриваются как регулярный, так и изогнутый бесструктурный световод, погруженный во внешнюю поглощающую среду, а также регулярный световод М-типа, имеющий тонкую кольцевую оболочку с показателем преломления больше, чем у сердцевины. Световоды М-типа ранее не использовались в измерениях методом волоконной эванесцентной спектроскопии, но пространственные и дисперсионные характеристики мод сердцевины таких световодов исследовались в работах [66–74] в приложении к задачам нелинейной оптики.

В **Главе 1** диссертационной работы приводится описание теоретических моделей и методология исследования особенностей взаимодействия излучения в халькогенидном световоде, регулярном или изогнутом, с внешней поглощающей жидкой средой.

В **Главе 2** приводится описание лабораторных измерений спектров пропускания СЭ на основе многомодовых бесструктурных световодов, как прямых, так и U-образных, из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$ , проведенных на

базе лабораторного Фурье-спектрометра с тепловым источником излучения (глобар). Результаты измерений используются для верификации теоретических моделей, разработанных в Главе 1.

В Главе 3 теоретические модели, разработанные в Главе 1, применяются для исследования особенностей взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей средой в СЭ на основе регулярного халькогенидного световода, как бесструктурного, так и с тонкой кольцевой оболочкой. В качестве внешней поглощающей среды рассматриваются водные растворы ацетона различной концентрации. Для верификации разработанных в Главе 1 теоретических моделей результаты расчета выходных характеристик СЭ сравниваются с результатами лабораторных измерений, изложенных в Главе 2.

В Главе 4 теоретическая модель, разработанная в Главе 1, применяется для исследования особенностей взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей средой в изогнутом халькогенидном световоде. В качестве внешней поглощающей среды рассматриваются растворы дизельного топлива с антифризной присадкой в малой концентрации. Для верификации разработанной в Главе 1 теоретической модели результаты расчетов сравниваются с результатами лабораторных измерений выходных характеристик СЭ на основе U-образного световода, изложенных в Главе 2.

В Главе 5 теоретическая модель, разработанная в Главе 1, применяется для исследования спектральных зависимостей дисперсии групповой скорости высших мод регулярных халькогенидных световодов с бесконечной оболочкой (как воздушной, так и стеклянной), а также исследуется возможность совмещения функции генератора СК и СЭ в одном волоконном устройстве.

**Цель диссертационной работы** состоит в том, чтобы выявить особенности взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей средой в сенсорных элементах волоконно-оптических спектроскопических датчиков для улучшения их выходных характеристик в задачах анализа химического состава жидких сред методом волоконной эванесцентной спектроскопии среднего ИК-диапазона.



В соответствии с поставленной целью, решались следующие задачи:

1. Для описания взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей средой в СЭ на основе многомодового халькогенидного световода (регулярного и изогнутого) разработать теоретический подход на основе волновой теории волоконных световодов и разработать теоретические модели с учетом сильного поглощения излучения среднего ИК-диапазона в жидкой среде и большой разницы показателей преломления халькогенидного стекла и среды.

2. Применить разработанные теоретические модели для исследования особенностей взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей жидкой средой в СЭ на основе как регулярного, так и изогнутого многомодового халькогенидного световода и для расчета выходных характеристик волоконно-оптического спектроскопического датчика.

3. Выявить особенности взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей жидкой средой в СЭ на основе как регулярного, так и изогнутого многомодового халькогенидного световода, позволяющие улучшить выходные характеристики волоконно-оптического спектроскопического датчика.

4. Провести верификацию разработанных теоретических моделей в лабораторном эксперименте на примере задачи определения концентрации жидких двухкомпонентных растворов методом волоконной эванесцентной спектроскопии среднего ИК-диапазона.

5. Исследовать спектральные зависимости параметра ДГС в среднем ИК-диапазоне для мод многомодовых халькогенидных световодов, используемых в СЭ, и оценить возможность совмещения функций СЭ и генератора СК в одном световоде.

**Полученные результаты и их научная новизна:**

1. Для описания оптического излучения в СЭ волоконно-оптического спектроскопического датчика применена волновая теория. Излучение в световоде представлено в виде направляемых мод, мощность которых уменьшается при распространении вследствие поглощения во внешней среде. Впервые разработаны теоретические модели и методология исследования взаимодействия оптического

излучения с внешней поглощающей средой в СЭ на основе регулярного и изогнутого световода, в которых не делается допущения о малости коэффициента поглощения внешней среды и не используется приближение слабонаправляющего световода.

2. Выявлены особенности взаимодействия мод регулярного и изогнутого световода с внешней поглощающей средой в виде двухкомпонентного жидкого раствора. Впервые рассчитаны продольные коэффициенты затухания мощности для мод с разными радиальными и азимутальными порядками. Для моды с заданными порядками получены зависимости коэффициентов затухания мощности от диаметра световода и длины волны излучения. Показано, что поглощение света во внешней среде приводит к уменьшению доли мощности моды в оболочке (внешней среде) и уменьшению глубины проникновения поля моды в оболочку, а в поперечном сечении сердцевины световода поток мощности имеет ненулевые радиальные и азимутальные компоненты. Для регулярного бесструктурного световода установлено, что продольный коэффициент затухания мощности моды тем больше, чем больше глубина проникновения поля моды в оболочку. Для световода с тонкой кольцевой оболочкой установлено, что продольные коэффициенты затухания мощности мод оболочки с низкими радиальными порядками превышают коэффициенты затухания мощности мод бесструктурного световода низких порядков и сравнимы по величине с коэффициентами затухания мощности мод высоких порядков. Для изогнутого световода впервые рассчитаны угловые и линейные коэффициенты затухания мощности мод с разными радиальными и азимутальными порядками. Установлено, что линейный коэффициент затухания мощности моды с заданными порядками больше, чем продольный коэффициент мощности затухания такой же моды регулярного световода. Для мод разных порядков впервые получена зависимость углового коэффициента затухания мощности от радиуса изгиба световода.

3. Разработана методика расчета выходных характеристик (диапазон измеряемых значений концентрации раствора, чувствительность и предел

обнаружения вещества в растворе) волоконно-оптического спектроскопического датчика. Впервые проведены расчеты поглотательной способности для отдельных мод и суммы мод регулярного световода в СЭ разной длины. Установлено, что при распространении в световоде нескольких мод зависимость поглотательной способности от длины СЭ не является линейной. Впервые получены выходные характеристики СЭ на основе регулярного световода, как бесструктурного, так и с тонкой кольцевой оболочкой, на заданной длине волны в полосе поглощения исследуемого вещества для отдельных мод, а также для суммы мод разных порядков. Установлено, что чувствительность датчика определяется отношением длины СЭ и продольной длины затухания мощности моды. Установлено, что уменьшить предел обнаружения вещества в растворе можно, используя для передачи излучения моды с высокими порядками. В приближении слабой связи между модами впервые рассчитана поглотательная способность для отдельных мод изогнутого бесструктурного световода и показано, что при заданном радиусе изгиба поглотательная способность прямо пропорциональна угловому коэффициенту затухания мощности моды и числу витков световода.

4. Проведена верификация разработанных теоретических моделей в лабораторном эксперименте по измерению концентрации водного раствора ацетона и двухкомпонентной смеси нефтепродуктов. Установлено согласие результатов измерений пропускания СЭ на основе бесструктурного регулярного световода, погруженного в водный раствор ацетона различной концентрации, и результатов расчета. В эксперименте с СЭ на основе регулярного бесструктурного световода предел обнаружения ацетона в водном растворе составил 1 мол.%. В расчетах показано, что использование мод высоких порядков позволяет на порядок уменьшить предел обнаружения ацетона. Сравнение рассчитанной поглотательной способности для отдельных мод U-образного световода с результатами эксперимента по измерению концентрации двухкомпонентной смеси нефтепродуктов показало, что имеется различие в наклоне калибровочных

графиков, полученных в эксперименте и в расчете, поскольку в теоретической модели не учитывается связь между отдельными модами изогнутого световода.

5. Впервые исследована возможность совмещения в одном волоконном устройстве функции СЭ и генератора СК. Рассчитаны спектральные зависимости параметра ДГС для мод различных порядков регулярного халькогенидного световода. Поскольку дисперсия мод световода может компенсировать нормальную дисперсию халькогенидного стекла в ИК-диапазоне, показано, что у мод высоких порядков нули спектральных зависимостей ДГС смещаются в область меньших длин волн.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

Применение волновой теории позволило создать универсальные теоретические модели электромагнитных полей в халькогенидных СЭ различной геометрии, развить методические основы для разработок таких элементов на основе выявленных особенностей распространения в них оптического излучения. Сравнение результатов расчетов с результатами лабораторных измерений позволило сделать выводы о применимости разработанных теоретических моделей. В работе заложены основы для создания компьютерной системы проектирования волоконно-оптических спектроскопических датчиков. В результате проведенных исследований установлено, что использование высших мод для передачи излучения в волоконном световоде позволяет оптимизировать выходные характеристики и сократить размеры СЭ волоконно-оптического спектроскопического датчика, а также компенсировать нормальную дисперсию халькогенидного стекла в волоконном устройстве для генерации СК при накачке лазерным излучением ближнего ИК-диапазона. Таким образом, показано, что можно создать волоконное устройство, сочетающее в себе функции СЭ и генератора СК среднего ИК-диапазона.

Полученные теоретические и экспериментальные результаты найдут применение в науке, промышленности, медицине, экологии при создании средств дистанционного контроля, работающих в режиме реального времени.

**Достоверность полученных научных результатов** подтверждается корректностью использованных теоретических моделей для описания электромагнитных полей мод многомодовых халькогенидных световодов, используемых в волоконно-оптических спектроскопических датчиках для исследования химического состава жидких сред, согласованностью теоретических и экспериментальных результатов и согласованностью экспериментальных результатов с данными, опубликованными в работах других авторов, широкой апробацией результатов работы.

**Положения диссертационной работы, выносимые на защиту:**

1. Использование в теоретических моделях волновой теории и модового представления излучения в волоконном световоде позволяет выявить особенности взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей средой в СЭ и рассчитать выходные характеристики волоконно-оптических спектроскопических датчиков.

2. Поглощение внешней среды приводит к уменьшению доли мощности моды в оболочке (внешней среде) и глубины проникновения поля моды в среду. В поперечном сечении сердцевинны световода, находящегося в поглощающей среде, появляются радиальные и азимутальные потоки мощности, благодаря которым форма поперечного профиля моды остается постоянной. Продольные коэффициенты затухания мощности мод регулярного световода растут при увеличении радиальных и азимутальных порядков. Мода с наибольшей глубиной проникновения поля в среду имеет наибольший продольный коэффициент затухания мощности.

3. Угловые и линейные коэффициенты затухания мощности мод изогнутого световода растут при увеличении порядков мод. Линейный коэффициент затухания мощности моды с заданными порядками больше, чем продольный коэффициент затухания мощности такой же моды регулярного световода. У мод низких порядков, сильно локализованных в сердцевине световода, угловой коэффициент затухания мощности мал и слабо зависит от радиуса изгиба. У мод

высоких порядков зависимость углового коэффициента затухания мощности от радиуса изгиба световода близка к линейной.

4. Поглощательная способность, рассчитанная для отдельной моды, в СЭ на основе регулярного световода прямо пропорциональна продольному коэффициенту затухания мощности моды и длине СЭ, а в изогнутом - прямо пропорциональна угловому коэффициенту затухания мощности моды и числу витков световода при заданном радиусе изгиба. При распространении в регулярном световоде нескольких мод зависимость поглощательной способности от длины СЭ не является линейной. Высокая чувствительность СЭ на основе регулярного световода может быть получена при условии, что отношение длины СЭ и продольной длины затухания мощности моды составляет от 0.5 до 2 для всех концентраций исследуемого вещества в заданном диапазоне. Чем выше порядки мод, которые используются для передачи оптического излучения в световоде, тем меньше предел обнаружения вещества в растворе.

**Личный вклад соискателя.** Все основные результаты были получены автором или лично, или при непосредственном участии. Постановка задач и целей, выработка путей решения проводилась совместно с научным руководителем д.ф.-м.н., проф. Романовой Е.А. Часть алгоритмов вычислительных программ разрабатывалась совместно с сотрудником ФГБОУ ВО «СГУ имени Н.Г. Чернышевского» и СФ ФГБУН «Институт радиотехники и электроники» (ИРЭ) им. В.А. Котельникова РАН к.ф.-м.н. Рожневым А.Г. Экспериментальные результаты были получены совместно с сотрудниками ИХВВ им. Г.Г. Девярых РАН к.х.н. Котеревой Т.В., к.х.н. Вельмузовым А.П., к.х.н. Сухановым М.В. и д.х.н. Ширяевым В.С.

**Апробация работы.** Результаты, представленные в диссертационной работе, были доложены и обсуждены на следующих международных и всероссийских конференциях и симпозиумах:

1. XV Конференция и VIII Школа молодых ученых «Высокочистые вещества. Получение. Анализ. Применение» (г. Нижний Новгород, 2015);

2. Международная школа для студентов и молодых ученых по оптике, лазерной физике и биофизике «Saratov Fall Meeting» (г. Саратов, 2015);
3. VI Научно-практическая конференция «Presenting Academic Achievements to the World» (г.Саратов, 2015);
4. VII Научно-практическая конференция «Presenting Academic Achievements to the World» (г. Саратов, 2016);
5. Международная школа для студентов и молодых ученых по оптике, лазерной физике и биофизике «Saratov Fall Meeting» (г. Саратов, 2016);
6. XX Международный симпозиум по неоксидным и новым оптическим стеклам «International Symposium on Non-Oxide and New Optical Glasses» (ISNOG) (г. Нижний Новгород, 2016);
7. International Training School on Fiber Lasers and Optical Fiber Technology (ITS) of the COST Action MP1401 (г. Прага (Чешская Республика), 2016);
8. 2nd Annual Conference of the COST Action MP1401 «Advanced fiber laser and coherent source as tool for society, manufacturing and lifescience» (г. Тель-Авив (Израиль), 2017);
9. The 38<sup>th</sup> Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS), (г. Санкт-Петербург, 2017);
10. Международная школа для студентов и молодых ученых по оптике, лазерной физике и биофизике «Saratov Fall Meeting» (г. Саратов, 2017);
11. XVI Всероссийская конференция и IX Школа молодых ученых «Высокоочищенные вещества и материалы. Получение, анализ, применение» (г. Нижний Новгород, 2018);
12. Международная школа для студентов и молодых ученых по оптике, лазерной физике и биофизике «Saratov Fall Meeting» (г. Саратов, 2018);
13. International Conference SPIE Photonics Europe (г.Страсбург (Франция), 2018);

14. Conference of the COST Action MP1401 «Advanced fiber laser and coherent source as tool for society, manufacturing and lifescience» (г. Варшава (Польша), 2018);

15. 20th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON) (г. Бухарест (Румыния), 2018);

16. 21st International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON) (г. Анже (Франция), 2019);

17. International Conference on Lasers & Electro-Optics/Europe and the European Quantum Electronics Conference (CLEO/EUROPE-EQEC) (г. Мюнхен (Германия), 2019);

18. 22nd International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON) (г. Бари (Италия), 2020).

**Выступления на семинарах.** Результаты работы были представлены на семинарах в Чешском техническом университете (г. Прага (Чешская Республика), 2015 г.), в ИХВВ РАН (г. Нижний Новгород (Россия), 2016 г., 2019 г.), на кафедральных семинарах в Саратовском государственном университете имени Н.Г. Чернышевского.

**Выполнение проектов.** Работа выполнялась в рамках проектов РФФИ (проект № 16-13-10251 и 16-13-10251р). По теме диссертации проводились стажировки в ИХВВ РАН (г. Нижний Новгород, 2015) в рамках программы «УНИВЕРиЯ» при поддержке Саратовского государственного университета, а также в Чешском техническом университете в г. Прага (2015 г.) при поддержке международной акции COST Action MP1401.

**Публикации.** По материалам диссертации были опубликованы 19 печатных работ, в том числе 6 статей, опубликованных в рецензируемых научных журналах из списка рекомендованных ВАК Минобрнауки РФ и индексируемых в Scopus и Web of Science, 8 статей в сборниках конференций, индексируемых в Scopus и Web of Science, и 5 – в других изданиях. Получены 2 свидетельства о регистрации программы для ЭВМ.



**Статьи, опубликованные в рецензируемых научных журналах из  
списка рекомендованных ВАК и индексируемых  
в Scopus и Web of Science:**

1. Romanova E., Korsakova S., Komanec M., Nemesek T., Velmuzhov A., Sukhanov M., Shiryayev V. Multimode chalcogenide fibers for evanescent wave sensing in the mid-IR // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2017. - Vol.23. – I. 2. – P.1 – 7.

2. Korsakova S., Romanova E., Velmuzhov A., Kotereva T., Sukhanov M., Shiryayev V. Peculiarities of the mid-infrared evanescent wave spectroscopy based on multimode chalcogenide fibers // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2017. – Vol. 475. – P. 38-43.

3. Корсакова С.В., Романова Е.А., Вельмузов А.П., Котерева Т.В., Суханов М.В., Ширяев В.С. Исследование характеристик сенсорных элементов для волоконной эванесцентной спектроскопии среднего ИК диапазона // *Оптика и спектроскопия*. – 2018. – Т. 125. – В.3. – С.402 – 410.

4. Корсакова С.В., Виноградова Е.А., Романова Е.А., Ширяев В.С. Использование высших мод халькогенидных световодов для оптимизации метода эванесцентной спектроскопии среднего ИК-диапазона // *Письма в журнал технической физики*. – 2019. – В.10. – С. 17 – 21.

5. Romanova E.A., Korsakova S.V., Rozhnev A.G., Velmuzhov A.P., Kotereva T.V., Sukhanov M.V., Shiryayev V.S.. Chalcogenide fiber loop probe for the mid-IR spectroscopy of oil products // *Optics Express*. – 2020. – Vol. 28. – I. 4. – P.5267-5272.

6. Корсакова С.В., Романова Е.А. Особенности математического моделирования световых полей в сенсорном элементе для волоконной эванесцентной спектроскопии среднего ИК диапазона // *Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика*. – 2020. – В.1. – С.55-63.

**Статьи, опубликованные в сборниках конференций,  
индексируемых в Scopus и Web of Science:**

1. *Korsakova S.V., Romanova E.A.* Evanescent wave sensors for mid-IR spectroscopy // *Saratov Fall Meeting 2015: Third International Symposium on Optics and Biophotonics and Seventh Finnish-Russian Photonics and Laser Symposium (PALS). Proceedings of SPIE. Progress in Biomedical Optics and Imaging. Conf. Proc. Saratov (Russia) – 2016 – Vol. 9917. – P. 99173G-1 - 99173G-8.*

2. *Korsakova S.V, Romanova E.A, Velmuzhov A.P, Kotereva T.V., Sukhanov M.V., Shiryayev V.S.* Propagation of evanescent waves in multimode chalcogenide fiber immersed in an aqueous acetone solution: theory and experiment // *Proc.SPIE 10337, Saratov Fall Meeting 2016: Laser Physics and Photonics XVII and Computational Biophysics and Analysis of Biomedical Data III. Conf. Proc. Saratov (Russia) – 2017. – Vol.10337. – P.103370O-1 – 103370O-6.*

3. *Korsakova S.V., Romanova E.A., Rozhnev A.G., Velmuzhov A.P., Kotereva T.V., Sukhanov M.V., Shiryayev V. S.* Chalcogenide sensing elements for the mid-IR analysis of liquids: design on the base of electromagnetic theory of optical fiber // *SPIE Photonics Europe. Conf. Proc. Strasbourg (France). Proceedings of SPIE. Micro-Structured and Specialty Optical Fibres V – 2018. – Vol.106810N.*

4. *Romanova E.A., Korsakova S.V., Rozhnev A.G., Velmuzhov A.P., Shiryayev V.S.* Novel approach for design of fiber-based evanescent wave sensors for the mid-infrared spectroscopy // *20th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON). Conf. Proc. Bucharest (Romania). – 2018.*

5. *Romanova E., Korsakova S., Zhivotkov D., Rozhnev A., Shiryayev V.* Evanescent waves in glassy chalcogenide structures for remote spectroscopic sensing of environment // *21st International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON). Conf. Proc. Angers (France). - 2019.*

6. *Korsakova S.V., Vinogradova E.A., Romanova E.A., Rozhnev A.G.* Electromagnetic approach in design of the fiber-based evanescent wave sensors for the mid-infrared spectroscopy // *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe &*

*European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC). Conf. Proc. Munich (Germany).* – 2019.

7. Romanova E., Korsakova S., A. Rozhnev, M. Sukhanov, A. Velmuzhov, T. Kotereva, V. Shiryaev. All-fiber evanescent wave sensors for the mid-infrared spectroscopy of liquids // *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC). Conf. Proc. Munich (Germany).* – 2019.

8. Romanova E., Korsakova S., Shiryaev V. Multimode chalcogenide fibre based platform for the mid-IR evanescent wave spectroscopy of liquids // *22nd International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON). Conf. Proc. Bari (Italy).* – 2020.

#### **Статьи, опубликованные в других изданиях:**

1. Корсакова С.В., Романова Е.А. Чувствительные элементы спектроскопических датчиков на основе халькогенидного стекла // *Тезисы докладов XV Конференции и VIII Школы молодых ученых «Высокочистые вещества. Получение. Анализ. Применение».* Нижний Новгород. – 2015. – С. 160.

2. Korsakova S., Romanova E., Komanec M., Nemecek T., Shiryaev V., Velmuzhov A. Evanescent wave analysis of a multimode chalcogenide fiber embedded into an aqueous acetone solution // *Представляем научные достижения миру. Естественные науки: сборник трудов научной конференции.* Саратов. – 2017. – С.101-106.

3. Korsakova S.V., Romanova E.A., Shiryaev V.S., Pushkin A.A., Velmuzhov A.P. Evanescent wave analysis of a multimode chalcogenide fiber embedded into a crude oil // *Тезисы докладов 20th International Symposium on Non-Oxide and New Optical Glasses (ISNOG).* Нижний Новгород. – 2016. – С.136.

4. Корсакова С.В., Романова Е.А., Рожнев А.Г., Вельмузов А.П., Котерева Т.В., Суханов М.В., Ширяев В.С. Халькогенидные сенсорные элементы с различным профилем показателя преломления для эванесцентной спектроскопии среднего ИК-диапазона // *Высокочистые вещества и материалы. Получение,*

*анализ, применение. Сборник XVI Всероссийской конференции и IX Школы молодых ученых, посвященные 100-летию академика Г.Г. Девярых. Нижний Новгород. – 2018. – С.170.*

5. Корсакова С.В., Виноградова Е.А., Романова Е.А., Ширяев В.С. Дисперсионные свойства эванесцентных мод халькогенидных световодов // *Проблемы оптической физики и биофотоники. SFM-2018: Материалы Международного симпозиума и Международной молодежной научной школы Saratov Fall Meeting 2018* / под ред. Г. В. Симоненко, В. В. Тучина. – Саратов: Изд - во «Новый ветер», – 2018. – С.100 – 104.

### **Свидетельства о регистрации интеллектуальной деятельности:**

1. Программный комплекс для расчета эванесцентных мод халькогенидного световода с тонкой кольцевой оболочкой (EW RingCladding): свидетельство о государственной регистрации программы ЭВМ/С.В.Корсакова, А.Г.Рожнев, Е.А.Романова. № 2019613342; дата регистрации 13.03.2019

2. Программный комплекс для расчета выходных характеристик волоконно-оптического датчика для эванесцентной спектроскопии среднего ИК диапазона (EWUnclad): свидетельство о государственной регистрации программы ЭВМ / С.В.Корсакова, Е.А.Романова. №2019612395; дата регистрации 19.03.2019.

**Структура и объем работы.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы, состоящего из 148 наименований, и приложения. Общий объем диссертации составляет 177 страниц, объем диссертации без приложения составляет 175 страниц, включая 74 рисунка и 7 таблиц.

## Глава 1. Разработка теоретических моделей для исследования взаимодействия мод световода с внешней поглощающей средой

В данной работе для исследования взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей средой в СЭ волоконно-оптических спектроскопических датчиков используется волновая теория волоконных световодов. Волоконные световоды относятся к так называемым открытым волноводам, в которых, в отличие от металлических волноводов, распространяющееся излучение частично проникает через боковую поверхность сердцевины в оболочку.

В задачах волоконной эванесцентной спектроскопии волновая теория впервые была применена в [75] в приближении слабого поглощения внешней среды, когда предполагается, что вследствие поглощения уменьшается только доля мощности моды во внешней среде. В этом случае нормированное пропускание световода можно рассчитать по формуле:

$$T = P / P_0 = \sum_{i=0}^N (P_1^i + P_2^i \cdot \exp(-\alpha \cdot L)) / \sum_{i=0}^N (P_1^i + P_2^i) = 1 - (1 - \exp(-\alpha \cdot L)) \cdot \sum_{i=0}^N r_2^i, \quad (1.1)$$

где  $P$  и  $P_0$  – полная мощность излучения, прошедшего через световод, соответственно, при наличии поглощающей среды на отрезке длиной  $L$  и без поглощающей среды,  $\alpha$  – коэффициент поглощения среды,  $N$  – число направляемых мод,  $P_1^i$  и  $P_2^i$  – начальная мощность  $i$ -ой направляемой моды, соответственно, внутри и снаружи сердцевины световода,  $r_2^i$  – доля мощности  $i$ -ой направляемой моды во внешней среде:

$$r_2^i = P_2^i / \sum_{i=0}^N (P_1^i + P_2^i) \quad (1.2)$$

В предположении, что  $\alpha \cdot L \ll 1$ , (1.1) можно свести к выражению:

$$T \approx 1 - \alpha \cdot L \sum_{i=0}^N r_2^i \approx \exp(-\sigma \cdot L) \quad (1.3)$$

где:

$$\sigma = \alpha \sum_{i=0}^N r_2^i \quad (1.4)$$

Однако, такой подход неприменим для среднего ИК-диапазона, так как в полосах поглощения колебательных спектров условие  $\alpha \cdot L \ll 1$  в общем случае не выполняется.

В Главе 1 излагаются теоретические основы волнового описания электромагнитных полей в волоконных световодах, обсуждается постановка краевой задачи в рамках спектральной теории диэлектрических волноводов, обсуждаются численные методы решения краевой задачи. Учитывается сильное поглощение излучения среднего ИК-диапазона в жидкой среде и большая разница показателей преломления халькогенидного стекла и внешней среды.

Далее приводится принципиальная схема волоконно-оптического спектроскопического датчика и дается описание теоретической модели СЭ, представляющего собой многомодовый халькогенидный световод, погруженный в исследуемую жидкость, имеющую полосы поглощения в среднем ИК-диапазоне. В качестве СЭ рассматривается регулярный световод - как бесструктурный (состоящий только из стеклянной сердцевины), так и имеющий тонкую кольцевую оболочку, а также изогнутый бесструктурный световод.

Для каждого из рассматриваемых СЭ формулируется краевая задача в рамках спектральной теории диэлектрических волноводов, и обсуждаются допущения относительно свойств внешней среды и параметров световода. В зависимости от особенностей постановки краевой задачи выбирается метод ее решения.

Излагается методология исследования взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей средой в халькогенидных СЭ волоконно-оптических датчиков для анализа химического состава жидких сред методом волоконной эванесцентной спектроскопии среднего ИК-диапазона.

### 1.1. Постановка краевых задач в теории волоконных световодов

Особенность электродинамических краевых задач в теории открытых диэлектрических волноводов заключается в том, что они ставятся в области, неограниченной в трехмерном пространстве и имеющей бесконечные границы. Важным вопросом является корректная постановка таких краевых задач, принципиально отличающихся от так называемых "классических" внешних задач теории дифракции на ограниченных препятствиях с конечной границей.

В случае гармонических во времени колебаний условие излучения Зоммерфельда [76], справедливое для задач возбуждения и рассеяния волн на конечном препятствии в неограниченной однородной среде и требующее отсутствия приходящих волн, становится неприменимым, если границы волноводной области уходят на бесконечность, и должно быть заменено более общим условием (условие Рейхарда [77]).

Для описания свойств электромагнитных волн в световоде, погруженном в поглощающую внешнюю среду, в рамках волновой теории сформулируем краевые задачи для векторных уравнений Гельмгольца с обобщенным условием излучения на бесконечности в поперечном сечении световода.

Рассмотрим модель волоконного световода со ступенчатым профилем показателя преломления  $n(r) = n_c (0 \leq r < R)$  и  $n(r) = n_o (R < r < \infty)$  в виде диэлектрического цилиндра бесконечной длины (Рисунок 1.1) с однородной сердцевиной радиуса  $R$  и бесконечной в поперечном сечении однородной оболочкой, и гладкой границей  $\Gamma$  между ними.

Согласно спектральной теории диэлектрических волноводов [78], в отсутствие источников гармонические во времени ( $\sim \exp(-i\omega t)$ ) электрическое  $\vec{E}$  и магнитное  $\vec{H}$  поля в таком световоде можно представить в виде функций с частично разделяющимися переменными [53]:

$$\vec{E}(\vec{r}, z) = \vec{e}(\vec{r}) \cdot \exp(i\beta z) \quad (1.5a)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, z) = \vec{h}(\vec{r}) \cdot \exp(i\beta z) \quad (1.5b)$$

где  $\beta$  – продольная постоянная распространения,  $\vec{r}(r, \varphi)$  – векторная поперечная координата, ось  $z$  совпадает с осью волновода (Рисунок 1.1).

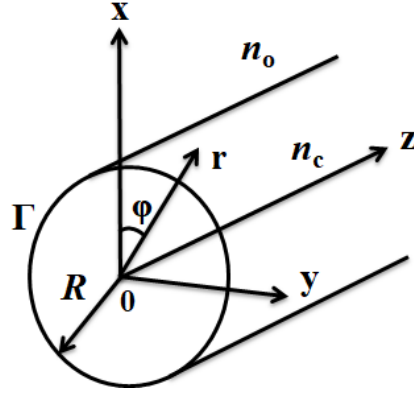


Рисунок 1.1. Геометрия цилиндрического волновода с круговым сечением. Ось  $z$  совпадает с осью симметрии волновода.  $\Gamma$  – гладкая граница между сердцевинной и оболочкой,  $R$  – радиус сердцевины волновода,  $n_o$  – показатель преломления оболочки,  $n_c$  – показатель преломления сердцевины.

Поля собственных волн такой структуры удовлетворяют векторным уравнениям Гельмгольца в плоскости поперечного сечения световода [53]:

$$\left\{ \vec{\nabla}_{\perp}^2 + n^2 \cdot k^2 - \beta^2 \right\} \vec{e} = - \left( \vec{\nabla}_{\perp} + i \cdot \beta \cdot \vec{z} \right) \cdot \vec{e}_{\perp} \cdot \vec{\nabla}_{\perp} \ln n^2 \quad (1.6a)$$

$$\left\{ \vec{\nabla}_{\perp}^2 + n^2 \cdot k^2 - \beta^2 \right\} \vec{h} = \left\{ \left( \vec{\nabla}_{\perp} + i \cdot \beta \cdot \vec{z} \right) \times \vec{h} \right\} \times \vec{\nabla}_{\perp} \ln n^2 \quad (1.6b)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $\vec{\nabla}_{\perp}^2$  и  $\vec{\nabla}_{\perp}$  – векторные операторы (определены в [53]), индекс  $\perp$  отмечает поперечную компоненту электрического поля и поперечные операторы, определенные в заданной системе координат. Правая часть уравнений (1.6) отлична от нуля только на границе  $\Gamma$ . Уравнения (1.6) справедливы для любого регулярного волновода с произвольным поперечным профилем показателя преломления.

Поперечные  $e_r, e_{\varphi}, h_r, h_{\varphi}$  и продольные  $e_z, h_z$  компоненты электрического и магнитного полей цилиндрического волновода связаны следующими соотношениями [53]:



$$\nabla_{\perp}^2 e_r - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial e_{\phi}}{\partial \phi} + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ e_r \cdot \frac{d \ln n^2}{dr} \right\} - \frac{e_r}{r^2} + \{n^2 \cdot k^2 - \beta^2\} \cdot e_r = 0 \quad (1.7a)$$

$$\nabla_{\perp}^2 e_{\phi} + \frac{1}{r} \cdot \left\{ \frac{d \ln n^2}{dr} + \frac{2}{r} \right\} \cdot \frac{\partial e_r}{\partial \phi} - \frac{e_{\phi}}{r^2} + \{n^2 \cdot k^2 - \beta^2\} \cdot e_{\phi} = 0 \quad (1.7б)$$

$$\nabla_{\perp}^2 e_z + i\beta \cdot \frac{d \ln n^2}{dr} \cdot e_r + \{n^2 \cdot k^2 - \beta^2\} \cdot e_z = 0 \quad (1.7в)$$

$$\nabla_{\perp}^2 h_r - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial h_{\phi}}{\partial \phi} - \frac{h_r}{r^2} + \{n^2 \cdot k^2 - \beta^2\} \cdot h_r = 0 \quad (1.7г)$$

$$\nabla_{\perp}^2 h_{\phi} - \frac{1}{r} \cdot \frac{d \ln n^2}{dr} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot h_{\phi}) + \frac{1}{r} \left\{ \frac{d \ln n^2}{dr} + \frac{2}{r} \right\} \frac{\partial h_r}{\partial \phi} - \frac{h_{\phi}}{r^2} + \{n^2 \cdot k^2 - \beta^2\} \cdot h_{\phi} = 0 \quad (1.7д)$$

$$\nabla_{\perp}^2 h_z + \frac{d \ln n^2}{dr} \cdot \frac{\partial h_z}{\partial r} - i \cdot \beta \cdot \frac{d \ln n^2}{dr} \cdot h_r + \{n^2 \cdot k^2 - \beta^2\} \cdot h_z = 0 \quad (1.7е)$$

где  $n = n(r)$ .

Собственные электромагнитные волны, являющиеся решениями краевой задачи для уравнений (1.6) при заданной геометрии волновода, его оптических параметрах и волновом числе  $k$ , удовлетворяют условиям непрерывности тангенциальных компонент  $\vec{e}$  и  $\vec{h}$  на границе  $\Gamma$  и условиям излучения на бесконечности в плоскости поперечного сечения волновода. Каждому из значений  $\beta$  соответствует пара векторных функций, описывающих собственную электромагнитную волну. Такие волны называются модами волновода. Мода волновода характеризуется величиной  $\beta$  и пространственным профилем гармонических во времени электрического и магнитного полей в поперечном сечении волновода.

Параметры моды определяются профилем показателя преломления в поперечном сечении волновода, а также частотой излучения источника [53]. Для волновода со ступенчатым профилем показателя преломления основным параметром, определяющим число направляемых мод в волноводе, является параметр  $V$ :

$$V = k \cdot R \cdot (n_c^2 - n_o^2)^{1/2} \quad (1.8)$$

Для описания поперечного профиля полей мод вводят безразмерные параметры моды -  $u$  в сердцевине и  $w$  в оболочке:

$$u = R \cdot (k^2 \cdot n_c^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (1.9a)$$

$$w = R \cdot (\beta^2 - k^2 \cdot n_o^2)^{1/2} \quad (1.9б)$$

которые связаны соотношением  $V^2 = u^2 + w^2$ .

В спектральной теории диэлектрических волноводов для классификации собственных волн обычно используется комплексная плоскость параметра моды в оболочке  $w(\beta) = \pm R \cdot \sqrt{\beta^2 - k^2 \cdot n_o^2}$  [79]. В силу двужначности функций  $w(\beta)$  и  $\beta(w)$ , каждому листу римановой поверхности  $w$  сопоставляется два экземпляра комплексной плоскости  $\beta$ , разрезанные вдоль линий  $w^r = 0$  и  $w^i = 0$  (Рисунок 1.2).

Для волновода с поглощением в оболочке и/или сердцевине, собственная волна, имеющая продольную зависимость  $\exp(i\beta z)$ , является «физическим» решением, если ее поле убывает в направлении распространения, т.е. при выполнении условия  $\beta^r \beta^i > 0$  (области  $K_{1,2}$ ,  $M_{1,2}$  на Рисунке 1.2).

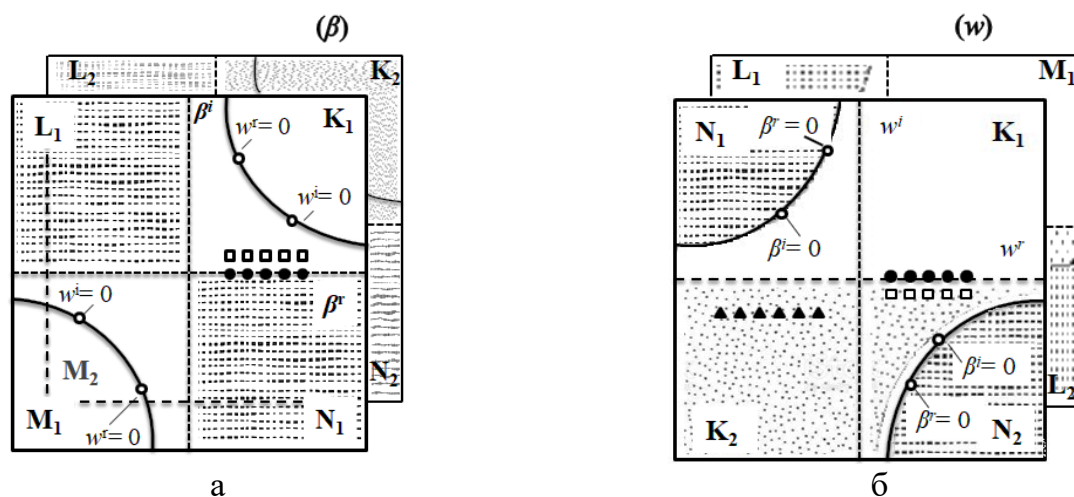


Рисунок 1.2. Комплексные плоскости продольной постоянной распространения (а) и параметра моды в оболочке (б). Схематично показаны постоянные распространения, соответствующие направляемым (кружки и квадраты) и вытекающим (треугольникам) модам.

Границы этих областей на плоскости  $\beta$  совпадают с осями  $\beta^r = 0$  и  $\beta^i = 0$ . В результате отображения этих осей на плоскость  $w$ , получают граничные линии –

разрезы, отделяющие область «физических» решений от области «нефизических» решений (области  $N_{1,2}, L_{1,2}$ ).

Моды волновода, показанного на Рисунке 1.1, удовлетворяют обобщенному условию излучения (условию Рейхарда) [77]. Поля мод в оболочке волновода могут быть представлены сходящимся рядом:

$$\begin{bmatrix} \vec{e} \\ \vec{h} \end{bmatrix} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \vec{A}_l \\ \vec{B}_l \end{bmatrix} H_l^{(1)}(\chi r) \cdot \exp(i \cdot l \cdot \varphi) \quad (1.10)$$

где  $H_l^{(1)}(\chi r)$ - функция Ханкеля первого рода порядка  $l$ ,  $\chi = iw$ , радиальная координата нормирована на  $R$ . С учетом асимптотики этой функции для  $-\pi < \arg \chi < 2\pi$  при  $r \rightarrow \infty$  получаем [80]:

$$H_l^{(1)}(iwr) \approx \sqrt{\frac{2}{i\pi wr}} \cdot \exp\left[i \cdot \left(iwr - \frac{l\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right], \quad r \rightarrow \infty \quad (1.11)$$

Таким образом, поля  $\vec{e}$  и  $\vec{h}$  мод обобщенного спектра удовлетворяют следующему условию на бесконечности в плоскости поперечного сечения световода:

$$\begin{bmatrix} \vec{e} \\ \vec{h} \end{bmatrix} \approx \exp(-w^r \cdot r) / \sqrt{r}, \quad r \rightarrow \infty \quad (1.12)$$

Поля  $\vec{e}$  и  $\vec{h}$  направляемых мод убывают на бесконечности в плоскости поперечного сечения световода как  $\exp(-w^r \cdot r) / \sqrt{r}$ . На Рисунке 1.2 продольные постоянные распространения и параметры направляемых мод в оболочке волновода с вещественным показателем преломления схематично показаны кружками на вещественной оси. Спектральные точки направляемых мод световода с поглощением ( $n_o^i > 0$  и/или  $n_c^i > 0$ ) находятся на «физическом» листе вне вещественной оси (квадраты на Рисунке 1.2). На частотах ниже частоты отсечки моды становятся вытекающими (треугольники на Рисунке 1.2б) и, в отличие от направляемых мод, нарастают на бесконечности в плоскости поперечного сечения световода. Вытекающие моды, лежащие в «физических»

областях, играют важную роль в решении задач возбуждения электромагнитных волн в волоконных световодах. Эти волны вместе с направляемыми модами составляют обобщенный спектр мод волновода.

## **1.2. Методы решения краевых задач в теории волоконных световодов**

Для решения краевых задач, сформулированных для регулярного световода, используется подход, заключающийся в численном решении характеристического уравнения, которое в некоторых случаях может быть получено в аналитическом виде: например, для световода со ступенчатым профилем показателя преломления с неограниченной оболочкой [53] или световода, имеющего две оболочки, одна из которых является неограниченной [81].

Для световода с оболочкой, состоящей из произвольного числа слоев, характеристическое уравнение получают в детерминантном виде. Для этого используются такие методы, как метод матриц передачи (МП) [82–84], метод матриц рассеяния, метод функции Грина [85,86], метод точных конечных разностей (ТКР) [87, 88].

Недостатком матричных методов, в частности, метода МП, является накопление численных ошибок при расчете многослойных структур с разной толщиной слоев вследствие многократного перемножения матриц [88]. Метод функций Грина, используемый в совокупности с методом МП [85], позволяет решать задачи распространения и дифракции электромагнитных волн в многослойных структурах с произвольным числом слоев, однако, его использование приводит к недостаткам, присущим матричным методам. Метод ТКР [87], объединяющий в себе метод МП и метод конечных разностей, имеет существенные преимущества по сравнению с другими методами. Согласно методу ТКР, на границе между слоями структуры строится конечно-разностная схема с использованием явного вида коэффициентов матриц передачи в слоях. Задача сводится к численному решению системы линейных алгебраических

уравнений с пятидиагональной матрицей, что позволяет избежать накопления вычислительных ошибок на границах слоев.

Для описания распространения излучения в изогнутом волоконном световоде обычно используется подход, основанный на теории конформных отображений [50–52]. Используя конформное отображение, изогнутому волоконному световоду с профилем показателя преломления  $n(x)$  в поперечном сечении можно сопоставить регулярный световод с некоторым эффективным профилем показателя преломления. Краевая задача сводится к решению уравнения Гельмгольца в поперечном сечении регулярного световода с полученным эффективным профилем показателя преломления [51,53].

Для описания электромагнитных полей в нерегулярных световодах, в том числе и изогнутых, используются методы прямого численного решения дифференциальных уравнений Максвелла или волновых уравнений, в частности, сеточные методы. С развитием вычислительной техники сеточные методы стали одними из наиболее эффективных методов решения сложных краевых задач для дифференциальных уравнений с частными производными [89–102]. В настоящее время для решения задач волоконной оптики обычно используется метод конечных элементов (МКЭ), на основе которого создано программное обеспечение COMSOL Multiphysics и ANSYS. Основным преимуществом МКЭ является то, что с его помощью можно анализировать структуру практически любой геометрии, регулируя точность решения размерами расчетной сетки. Спецификой сеточных численных методов является необходимость задания граничных условий на краях расчетной сетки. Основным недостатком использования программного обеспечения на основе сеточных методов, является, как правило, большие затраты компьютерных ресурсов. Причиной этого является лежащая в основе метода дискретизация пространства.

В данной работе для решения краевых задач, сформулированных для рассматриваемых СЭ, применяются как метод численного решения характеристического уравнения в аналитическом или детерминантном виде, так и численное решение волнового уравнения методом конечных элементов.

### 1.3. Теоретические модели для исследования взаимодействия излучения с внешней поглощающей средой в сенсорных элементах

В СЭ волоконно-оптических спектроскопических датчиков происходит взаимодействие излучения, распространяющегося в световоде, с внешней средой.

Две реализации СЭ в датчике показаны на Рисунке 1.3.

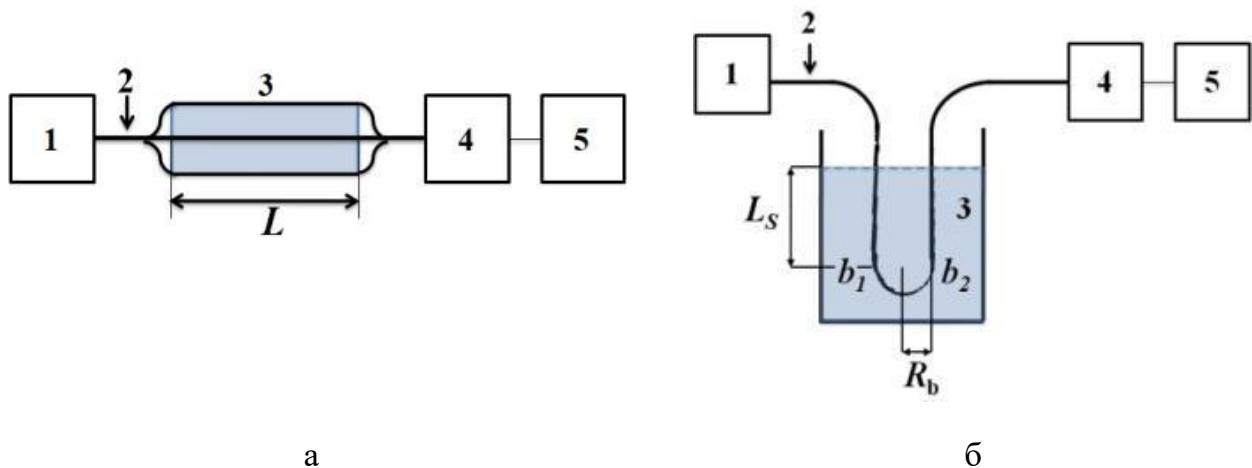


Рисунок 1.3. Принципиальная схема волоконно-оптического спектроскопического датчика на основе регулярного (а) и U-образного (б) световода: 1 – источник излучения среднего ИК-диапазона, 2 – световод, 3 – кювета с жидкостью, 4 – устройство детектирования с анализатором спектра, 5 – компьютер.  $L$  – длина СЭ,  $L_s$  – длина регулярного участка СЭ,  $R_b$  – радиус изгиба световода,  $b_1, b_2$  – точки перехода от регулярного участка световода к изогнутому. Исследуемая жидкость выделена цветом.

Широкополосное ИК-излучение источника (1) вводится в **сенсорный элемент**, который представляет собой многомодовый халькогенидный световод (2), на некоторой длине  $L$  погруженный в исследуемую жидкую среду в кювете (3). Излучение, распространяющееся в световоде, частично проникает во внешнюю среду через его боковую поверхность и взаимодействует со средой, что приводит к уменьшению мощности излучения на выходе из световода (2) на тех длинах волн, которые соответствуют полосам поглощения жидкости. Полученный спектр пропускания регистрируется устройством детектирования с анализатором спектра (4) и обрабатывается компьютером (5). В качестве источника широкополосного излучения (1) могут быть использованы как тепловой источник (глобар (карбид кремния), штифт Нернста (оксиды циркония, тория, иттрия), нихромовая спираль, платиновая проволока с керамическим покрытием, в

дальней ИК-области используется излучение стенок ртутной лампы низкого давления [103]), так и лазерный (генератор суперконтинуума).

Ниже в п.1.3.1–1.3.3 представлено описание теоретических моделей для исследования взаимодействия излучения с внешней поглощающей средой в СЭ на основе регулярного бесструктурного световода, регулярного световода с тонкой кольцевой оболочкой, а также на основе изогнутого бесструктурного световода. Каждая теоретическая модель включает в себя формулировку краевой задачи и метод ее решения. Методика задания параметров внешней поглощающей среды в теоретических моделях приводится в п.1.3.4.

### 1.3.1. Сенсорный элемент на основе регулярного бесструктурного световода

Рассмотрим СЭ на основе цилиндрического световода бесконечной длины с однородной стеклянной сердцевиной радиуса  $R$  с показателем преломления  $n(r) = n_c (0 \leq r < R)$  (Рисунок 1.4). В теоретической модели внешняя среда рассматривается как оболочка, неограниченная в поперечном сечении световода, с показателем преломления  $n(r) = n_o (R < r < \infty)$ .

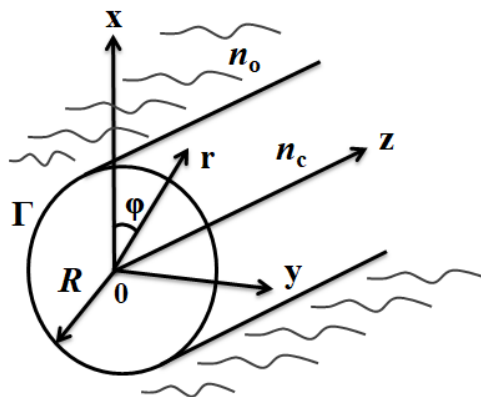


Рисунок 1.4. Модель СЭ на основе регулярного бесструктурного волоконного световода.

Сформулируем следующие допущения:

1) внешняя поглощающая среда, которая представляет собой оболочку световода, считается однородной, неподвижной и не взаимодействующей с поверхностью стекла;

2) граница  $\Gamma$  между сердцевиной и оболочкой является круговой и описывается гладкой кривой радиуса  $R$  в плоскости поперечного сечения световода;

3) поглощающая жидкость имеет комплексный показатель преломления  $n_o = n_o^r + i \cdot n_o^i$ , мнимая часть которого может быть сравнима по величине с действительной.

Для такой структуры краевая задача, сформулированная в п.1.1, может быть сведена к решению трансцендентного характеристического уравнения.

В уравнениях (1.6) и (1.7) все члены, содержащие поляризационные поправки  $\nabla_{\perp} \ln n^2$  равны нулю в оболочке и в сердцевине, но отличны от нуля на границе  $\Gamma$ . Если множитель  $\nabla_{\perp} \ln n^2$  можно приближенно считать равным нулю и на границе  $\Gamma$ , уравнения (1.6) и (1.7) упрощаются и могут быть преобразованы в скалярные волновые уравнения, которые используются в теории слабонаправляющих волноводов [53]. Согласно приближению слабонаправляющего волновода, компоненты собственной электромагнитной волны являются решениями скалярного волнового уравнения, но при условии их непрерывности и непрерывности первых производных на границе  $\Gamma$ . Поскольку множитель  $\nabla_{\perp} \ln n^2$  в скалярных волновых уравнениях равен нулю, то в теории слабонаправляющего волновода теряется информация о поляризации мод, и волна, распространяющаяся вдоль оси, считается поперечной, линейно и однородно поляризованной в поперечном сечении световода. Такие моды носят название LP<sub>vm</sub>-мод, где  $v$  – азимутальный порядок,  $m$  – радиальный порядок моды. Поляризационные свойства волновода отражают члены  $\nabla_{\perp} \ln n^2$  в (1.6), которые для световода со ступенчатым профилем показателя преломления в общем случае не равны нулю на границе сердцевины с оболочкой.

Подставляя выражения (1.5) в уравнение (1.6), вводя продольные составляющие, являющиеся непрерывными на границе «сердцевина-оболочка», и



накладывая условие непрерывности азимутальных компонент поля при  $r = R$  [53], получаем характеристическое уравнение в аналитическом виде:

$$\left[ \frac{J'_\nu(u)}{u \cdot J_\nu(u)} + \frac{K'_\nu(w)}{w \cdot K_\nu(w)} \right] \cdot \left[ \frac{J'_\nu(u)}{u \cdot J_\nu(u)} + \frac{n_o^2}{n_c^2} \cdot \frac{K'_\nu(w)}{w \cdot K_\nu(w)} \right] = \left( \frac{\nu \cdot \beta}{k \cdot n_c} \right)^2 \cdot \left( \frac{V}{u \cdot w} \right)^4 \quad (1.13)$$

где  $\nu$  – азимутальный порядок моды,  $J_\nu$  и  $K_\nu$ ,  $J'_\nu$  и  $K'_\nu$  – функции Бесселя и Макдональда и их производные, соответственно,  $u$  и  $w$  – параметры моды в сердцевине и оболочке, соответственно,  $\beta = \sqrt{k^2 \cdot n_c^2 - u^2 / R^2}$  – продольная постоянная распространения моды,  $k = 2\pi/\lambda$ . Уравнение (1.13) является трансцендентным и может быть строго решено только численно.

Решения уравнения (1.13) представляют собой дискретный спектр волновых чисел. Поскольку в рассматриваемом случае оболочка световода является поглощающей и имеет комплексный показатель преломления, продольная постоянная распространения  $\beta = \beta^r + i \cdot \beta^i$ , а также параметры  $u = u^r + i \cdot u^i$  и  $w = w^r + i \cdot w^i$  моды, соответственно, в сердцевине и в оболочке имеют ненулевые мнимые части  $\beta^i$ ,  $u^i$  и  $w^i$ . Собственными волнами световода являются решения (1.13), удовлетворяющие условию излучения (1.12) в плоскости поперечного сечения световода при  $r \rightarrow \infty$ . Спектральные точки, соответствующие этим волнам, находятся в IV квадранте комплексной плоскости  $w$  (Рисунок 1.2). Мощность таких волн уменьшается вдоль оси световода, так как часть излучения распространяется вне сердцевины и поглощается во внешней среде.

Общая классификация мод волоконного световода проводится на основе анализа уравнения (1.13). При  $\nu = 0$  (1.13) сводится к однородным независимым уравнениям для  $E_z$  и  $H_z$ , которые могут быть разделены, а соответствующие моды носят название  $TE_{0m}$  (поперечно-электрические) и  $TM_{0m}$  мод (поперечно-магнитные) [53]. С точки зрения локальных плоских волн или лучей, только для меридиональных лучей (пересекающих ось волновода) при каждом отражении  $E_z = 0$  или  $H_z = 0$ . Поэтому поперечные ТЕ- и ТМ-моды соответствуют меридиональным лучам (Рисунок 1.5а).

В случае, когда  $\nu \geq 1$ , собственные значения являются решениями трансцендентного уравнения (1.13) с ненулевой правой частью. Если световод является слабонаправляющим, уравнение (1.13) можно разделить на два уравнения, корни которых соответствуют гибридным  $HE_{\nu m}$  и  $EH_{\nu m}$  модам. Такую классификацию можно использовать и в случае, когда световод не является слабонаправляющим. Тогда, в целях идентификации мод, при численном решении уравнения (1.13) задаются начальные значения параметров моды, определенные из решения приближенных уравнений для мод  $HE_{\nu m}$  и  $EH_{\nu m}$ . Гибридные  $HE_{\nu m}$  и  $EH_{\nu m}$  моды содержат все составляющие электрического и магнитного векторов, и соответствуют лучам, распространяющимся по винтовой или косой траектории (Рисунок 1.5б).

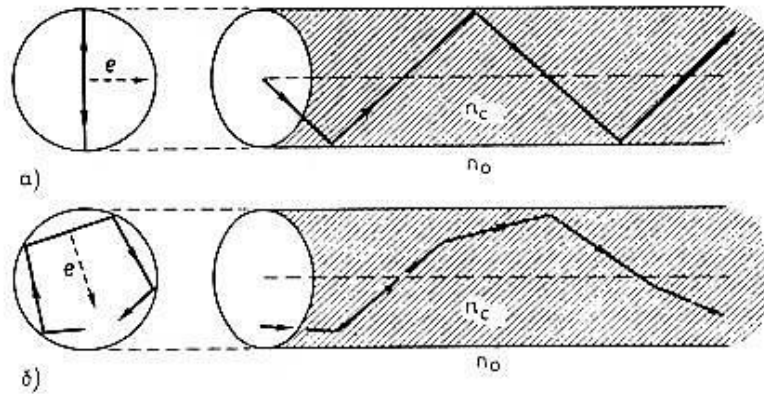


Рисунок 1.5. Вектор электрического поля  $e$  и ход лучей: а) меридиональных (моды  $TE_{0m}$  и  $TM_{0m}$ ); б) косых (моды  $HE_{\nu m}$  и  $EH_{\nu m}$ ) [53].

Число направляемых мод определяется волноводным параметром (1.8). В теории волоконных световодов для каждой моды определен параметр отсечки  $V_c$ , такой, что при  $V > V_c$  мода является направляемой, а при  $V < V_c$  - вытекающей [53], причем, условия отсечки зависят от типа моды. Рассмотрим условия отсечки при  $n_c^i = 0$  и  $n_o^i = 0$ . Для  $HE_{1m}$  моды параметр  $V_c^m$  на отсечке удовлетворяет условию  $J_1(V_c^m) = 0$  и является  $(m-1)$ -м корнем функции  $J_1(x)$ . Фундаментальная мода  $HE_{11}$  не имеет отсечки. Для  $TE_{0m}$ ,  $TM_{0m}$  мод параметр  $V_c^m$  на отсечке удовлетворяет условию  $J_0(V_c^m) = 0$  и является  $m$ -м корнем функции  $J_0(x)$ . При  $\nu \geq 1$  принято классифицировать решения (1.13) как  $HE_{\nu m}$  и  $EH_{\nu m}$  моды в приближении слабонаправляющего световода [53]. Для  $EH_{\nu m}$  мод условие отсечки имеет вид

$J_\nu(V_c^m) = 0$ , для мод  $\text{HE}_{\nu m}$  ( $\nu > 1$ ) значение  $V_c^m$  определяется из соотношения:  

$$\frac{V_c^m}{(\nu-1)} \cdot \frac{J_{\nu-2}(V_c^m)}{J_{\nu-1}(V_c^m)} = \frac{-2 \cdot \Delta}{1-2 \cdot \Delta}, \text{ где } \Delta = \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{n_o^2}{n_c^2}\right) - \text{параметр высоты профиля.}$$

Число  $N$  мод для каждого типа мод определяется как номер  $m = \max$  наибольшего корня  $V_c^{\max}$  соответствующей функции Бесселя, который не превышает  $V$  ( $V_c^{\max} < V$ ). Общее число мод многомодового волоконного световода с учетом их поляризации можно найти по формуле [53]:

$$M = \text{Int} \left( \frac{V^2}{2} \right), \quad (1.14)$$

здесь под  $\text{Int}$  понимается наименьшее целое число, превышающее  $V^2/2$ .

При наличии поглощения в оболочке, параметр  $V$  становится комплексным и, как показано в [79] для слабонаправляющего световода, несколько меняются условия отсечки. Численный анализ поведения дисперсионных кривых на плоскости  $w$  [104,105] показал, что в приближении малого поглощения в оболочке, дисперсионные кривые «закручиваются» вокруг центра плоскости  $w$ . При большом поглощении дисперсионная кривая пересекается с осью  $w^i$  один раз - в точке отсечки - и имеет продолжение в области вытекающих мод. Частота отсечки уменьшается пропорционально поглощению в оболочке.

Для исследования особенностей взаимодействия излучения с внешней поглощающей средой в СЭ на основе регулярного бесструктурного световода в Главе 3 проводится численное решение характеристического уравнения (1.13) для разных типов мод.

### 1.3.2. Сенсорный элемент на основе регулярного световода с тонкой кольцевой оболочкой

Рассмотрим СЭ на основе цилиндрического двухслойного регулярного световода бесконечной длины с однородной стеклянной сердцевиной с показателем преломления  $n(r) = n_c$  ( $0 \leq r < R_1$ ) и однородной кольцевой стеклянной оболочкой с показателем преломления  $n(r) = n_k$  ( $R_1 < r < R_2$ ),

где  $R_1$  и  $R_2$  – радиус сердцевины и кольцевой стеклянной оболочки, соответственно (Рисунок 1.6). В теоретической модели внешняя среда рассматривается как оболочка, неограниченная в поперечном сечении световода, с показателем преломления  $n(r) = n_o (R_2 < r < \infty)$ .

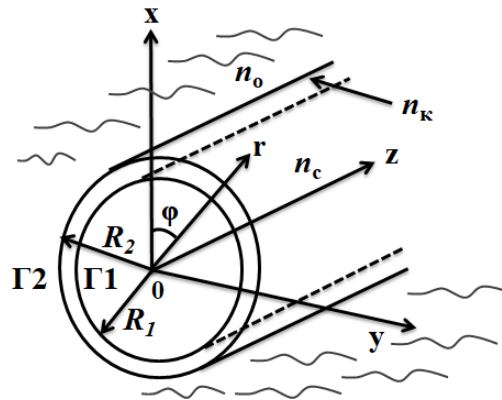


Рисунок 1.6. Модель СЭ на основе регулярного световода с тонкой кольцевой оболочкой.

Сформулируем следующие допущения:

- 1) внешняя поглощающая среда, которая представляет собой внешнюю оболочку двухслойного световода, считается однородной, неподвижной и не взаимодействующей с поверхностью стекла;
- 2) границы  $\Gamma 1$  между сердцевиной и тонкой кольцевой оболочкой и  $\Gamma 2$  между тонкой кольцевой оболочкой и поглощающей средой являются круговыми, концентрическими и описываются гладкими кривыми радиусов  $R_1$  и  $R_2$  в плоскости поперечного сечения световода;
- 3) поглощающая жидкость имеет комплексный показатель преломления  $n_o = n_o^r + i \cdot n_o^i$ , мнимая часть которого может быть сравнима по величине с действительной.

Для такой структуры краевая задача, сформулированная в п.1.1, может быть сведена к решению трансцендентного или детерминантного характеристического уравнения. В данной работе для расчета электромагнитных полей в световоде с тонкой кольцевой оболочкой, погруженном в поглощающую жидкость, используется метод ТКР, реализованный для многослойных световодов с круглым поперечным сечением [88].

Согласование полей происходит на двух границах: между сердцевинной и кольцевой оболочкой и между кольцевой оболочкой и внешней поглощающей средой. Азимутальные компоненты электрического и магнитного полей, выраженные через продольные компоненты, вычисляются в каждом слое и приравниваются на границе между слоями. В результате получаются два линейных однородных уравнения, которые связывают значения продольных компонент полей на границе между слоями. Для рассматриваемой структуры с двумя границами полная матрица  $M$  коэффициентов полученной системы, состоящей из четырех уравнений, является пятидиагональной [88].

Для решения спектральной задачи с обобщенным условием излучения на бесконечности в плоскости поперечного сечения световода надо найти значения  $\beta$ , для которых будет выполняться условие:

$$\det M(\lambda, \beta) = 0, \quad (1.15)$$

где матрица  $M(\lambda, \beta)$  соответствует определенному типу мод световода.

Для исследования особенностей взаимодействия излучения с внешней поглощающей средой в СЭ на основе регулярного световода с тонкой кольцевой оболочкой в Главе 3 проводится решение детерминантного характеристического уравнения (1.15) с использованием стандартных методов численного решения систем линейных уравнений. Классификация мод проводится по аналогии с модами регулярного световода, состоящего из сердцевины и бесконечной оболочки (п. 1.3.1).

### 1.3.3. Сенсорный элемент на основе изогнутого бесструктурного световода

Рассмотрим СЭ на основе цилиндрического световода с однородной стеклянной сердцевиной радиуса  $R$  с показателем преломления  $n(r) = n_c (0 \leq r < R)$ , имеющего постоянный изгиб радиуса  $R_b$ . В теоретической модели внешняя среда рассматривается как оболочка, неограниченная в поперечном сечении световода с показателем преломления  $n(r) = n_o (R < r < \infty)$ .

Для модели СЭ на основе изогнутого световода, погруженного в жидкую поглощающую среду, сформулируем следующие допущения:

- 1) внешняя поглощающая среда, которая представляет собой оболочку изогнутого световода, считается однородной, неподвижной и не взаимодействующей с поверхностью стекла;
- 2) граница  $\Gamma$  между сердцевинкой и оболочкой является круговой и описывается гладкой кривой радиуса  $R$  в плоскости поперечного сечения световода;
- 3) поглощающая жидкость имеет комплексный показатель преломления  $n_o = n_o^r + i \cdot n_o^i$ , мнимая часть которого может быть сравнима по величине с действительной;
- 4) не учитывается влияние механических деформаций на изменение значения показателя преломления световода на изгибе;
- 5) не учитывается связь мод в изогнутом световоде.

Введем в плоскости изгиба полярную систему координат  $(\rho, \theta)$ , как показано на Рисунке 1.7а.

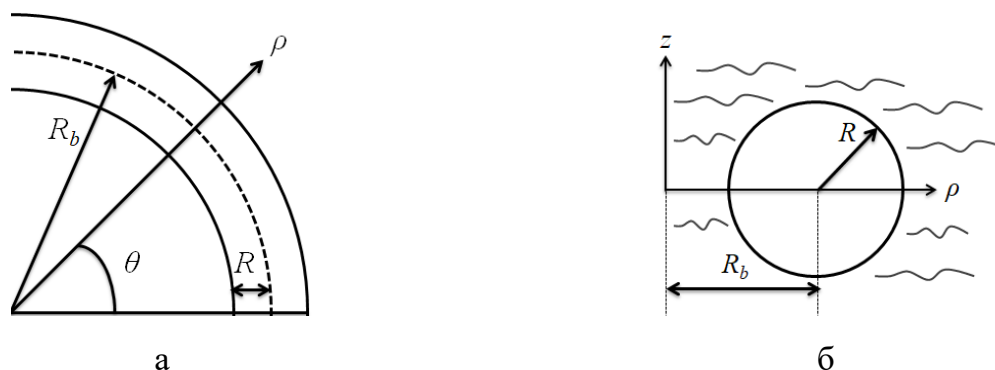


Рисунок 1.7.Схема изогнутого световода в полярной системе координат (а) и поперечное сечение изогнутого световода, погруженного в жидкую поглощающую среду (б).

Фронт световой волны при ее распространении в изогнутом световоде вращается относительно центра полярной системы координат с постоянной угловой скоростью. В результате линейная постоянная распространения  $\beta$  не является постоянной, как в регулярном световоде, а зависит от координаты  $\rho$  [106].

Поэтому для описания электрического и магнитного полей в плоскости поперечного сечения изогнутого световода (Рисунок 1.7б) вводится угловая постоянная распространения  $\gamma = \gamma^r + i \cdot \gamma^i$ , которая не зависит от  $\rho$ .

Тогда решения для гармонических во времени электрического и магнитного полей в плоскости поперечного сечения световода задаются в виде:

$$\vec{E}(\rho, \theta, z) = \vec{e}(\rho, z) \cdot \exp(i \cdot \gamma \cdot \theta) \quad (1.16a)$$

$$\vec{H}(\rho, \theta, z) = \vec{h}(\rho, z) \cdot \exp(i \cdot \gamma \cdot \theta) \quad (1.16b)$$

Мнимая часть угловой постоянной отлична от нуля из-за радиационных потерь на изгибе световода даже в отсутствие поглощения. Если изгиб бесструктурного световода погружен в поглощающую жидкость,  $\gamma^i$  увеличивается из-за поглощения.

Для сравнения с продольной постоянной распространения регулярного световода введем линейную постоянную распространения, усредненную в плоскости поперечного сечения изогнутого световода:

$$\beta^b = \gamma / r_0 = \text{Re}(\beta^b) + i \cdot \text{Im}(\beta^b), \quad (1.17)$$

Здесь  $r_0 = \int \rho \cdot P \cdot dS / \int P \cdot dS$  - усредненный радиус моды, определяемый путем интегрирования по поперечному сечению световода плотности компоненты потока мощности  $P$ , перпендикулярной плоскости поперечного сечения.

Для исследования особенностей взаимодействия излучения с внешней поглощающей средой в СЭ на основе бесструктурного изогнутого световода в Главе 4 проведем численное решение векторного уравнения Гельмгольца в пакете Wave Optics Module программы COMSOL Multiphysics для полей, заданных в виде (1.16), с условием Дирихле на границе расчетной сетки в поперечном сечении световода. Полученные решения назовем модами изогнутого световода. Для классификации мод изогнутого световода будет использована классификация мод регулярного световода, состоящего из сердцевины и бесконечной оболочки (п. 1.3.1).

### 1.3.4. Задание оптических параметров внешней поглощающей среды в теоретических моделях

В теоретической модели взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей средой в СЭ на основе регулярного световода в качестве внешней поглощающей среды рассматриваются водные растворы ацетона различной концентрации. Выбор данного вещества в качестве исследуемого обусловлен доступностью информации об оптических и химических свойствах воды и ацетона, а также имеющимися в литературе данными по измерению водных растворов ацетона методом волоконной эванесцентной спектроскопии [3,5].

Для определения действительной части показателя преломления  $n_o^r$  водных растворов ацетона использовались известные литературные данные [107–109]. Мнимая часть  $n_o^i$  рассчитывалась, исходя из значений молярных концентраций воды  $C_M^1$  и ацетона  $C_M^2$  при заданной концентрации раствора [110]. В приближении плоской волны [111]:

$$n_o^i = \frac{\alpha}{2 \cdot k}, \quad (1.18)$$

где коэффициент поглощения  $\alpha$  связан с молярными концентрациями и молярными коэффициентами поглощения воды  $\alpha_{mol}^1$  и ацетона  $\alpha_{mol}^2$  соотношением:

$$\alpha = (\alpha_{mol}^1 \cdot C_M^1 + \alpha_{mol}^2 \cdot C_M^2) \cdot \ln(10) \quad (1.19)$$

В теоретической модели взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей средой в СЭ на основе изогнутого световода в качестве внешней поглощающей среды рассматривались растворы нефтепродуктов: дизельного топлива и антифризной присадки (антигель).

Поскольку раствор дизельного топлива и присадки является сложным органическим соединением, определение молярных коэффициентов поглощения и молярных концентраций отдельных компонентов раствора не представляется возможным. При расчете выходных характеристик использовалась объемная концентрация раствора [об.%] (см. Приложение). Спектр поглощения раствора



рассчитывался по результатам измерения спектра пропускания объемных образцов раствора в кювете (п.2.1.2) при различных концентрациях в приближении плоской волны [111]. На заданной длине волны коэффициент поглощения связан с пропусканием  $T$  соотношением:

$$\alpha = \frac{-\ln T}{\Delta l} \quad (1.20)$$

Зная коэффициент поглощения, можно рассчитать мнимую часть показателя преломления, используя выражение (1.18).

#### 1.4. Методология исследования

Объектом исследования в диссертационной работе являются физические явления при взаимодействии оптического излучения в СЭ на основе многомодового волоконного световода из халькогенидного стекла, имеющего низкие оптические потери в среднем ИК-диапазоне, с внешней поглощающей средой в виде двухкомпонентного жидкого раствора, а также функционирование волоконно-оптического спектроскопического датчика.

Описание оптического излучения в световоде основано на модовом подходе в волновой теории волоконных световодов. При проведении исследований используются разработанные в п.1.1 теоретические модели и методы их решения, соответствующие СЭ на основе световода заданной геометрии с заданным профилем показателя преломления. В качестве модельной жидкой среды используются водные растворы ацетона и двухкомпонентные растворы нефтепродуктов.

На первом этапе исследований для каждой моды световода рассчитываются параметры, позволяющие охарактеризовать взаимодействие данной моды с внешней поглощающей средой. Для всех структур используется классификация мод регулярного бесструктурного световода, изложенная в п.1.3.1.

Для регулярного световода на заданной длине волны в полосе поглощения исследуемого раствора для моды с заданным радиальным и азимутальным

порядками рассчитываются: продольный коэффициент затухания мощности, параметр моды в оболочке и соответствующие характерные длины, а также доля мощности моды во внешней среде и пространственное распределение компонент плотности потока мощности моды в поперечном сечении световода.

Для каждой гармонической во времени моды продольная  $S_z$ , радиальная  $S_r$  и азимутальная  $S_\phi$  компоненты плотности усредненного по времени потока мощности  $S$  в каждой точке  $(r, \phi, z)$  цилиндрической системы координат:

$$S_z = 1/2 \cdot \text{Re}[E_r \cdot H_\phi^* - E_\phi \cdot H_r^*] \quad (1.21a)$$

$$S_r = 1/2 \cdot \text{Re}[E_\phi \cdot H_z^* - E_z \cdot H_\phi^*] \quad (1.21б)$$

$$S_\phi = 1/2 \cdot \text{Re}[E_z \cdot H_r^* - E_r \cdot H_z^*] \quad (1.21в)$$

Поскольку компоненты электрического и магнитного полей задаются выражениями (1.5), получаем:

$$S_z = 1/2 \cdot \text{Re}[e_r \cdot h_\phi^* - e_\phi \cdot h_r^*] \quad (1.22a)$$

$$S_r = 1/2 \cdot \text{Re}[e_\phi \cdot h_z^* - e_z \cdot h_\phi^*] \quad (1.22б)$$

$$S_\phi = 1/2 \cdot \text{Re}[e_z \cdot h_r^* - e_r \cdot h_z^*] \quad (1.22в)$$

Если световод из непоглощающего материала находится в непоглощающей среде, в каждой точке  $(r, \phi)$  поперечного сечения световода компоненты  $S_\phi$  и  $S_r$  равны нулю [53].

Полная мощность, которая переносится вдоль оси световода:

$$P = \int_{A_\infty} S_z \cdot dA \quad (1.23)$$

где  $A_\infty$  - площадь поперечного сечения световода с бесконечной в поперечном сечении оболочкой.

Доля мощности  $\rho_c$  моды в сердцевине и доля мощности  $\rho_o$  в оболочке световода:

$$\rho_c = \int_{A_c} S_z \cdot dA / P \quad (1.24a)$$

$$\rho_o = 1 - (\int_{A_c} S_z \cdot dA / P) \quad (1.24б)$$

где  $A_c$  – площадь поперечного сечения сердцевины световода.

Если регулярный световод имеет оптические потери и/или находится в поглощающей среде, продольная постоянная распространения и модовые параметры становятся комплексными.

Вдоль оси световода, совпадающей с осью  $z$  (Рисунок 1.1), мощность моды с заданными радиальным  $m$  и азимутальным  $\nu$  порядками уменьшается экспоненциально:

$$P_{\nu m}(z) = P_{\nu m}(0) \cdot \exp(-\eta_{\nu m} \cdot z), \quad (1.25)$$

здесь  $P_{\nu m}(0)$  – начальное значение мощности моды в некотором сечении световода.

Продольный коэффициент затухания мощности моды  $\eta_{\nu m} = 2 \cdot \beta_{\nu m}^i$ , где  $\beta_{\nu m}^i$  – мнимая часть постоянной распространения моды  $\beta_{\nu m}$ . Продольная длина  $L_{\nu m}$  затухания мощности моды:

$$L_{\nu m} = \eta_{\nu m}^{-1} \quad (1.26)$$

Поскольку в радиальном направлении поле моды асимптотически убывает в оболочке, согласно условию (1.12), как  $\exp(-w_{\nu m}^r \cdot r) / \sqrt{r}$  (координата  $r$  нормирована на  $R$ ), где  $w_{\nu m}^r$  – действительная часть параметра моды в оболочке  $w_{\nu m}$ , можно приближенно оценить глубину проникновения моды во внешнюю среду и ввести радиальную длину спада мощности во внешней среде:

$$L_{\nu m}^r = (2 \cdot w_{\nu m}^r / R)^{-1} \quad (1.27)$$

Для описания взаимодействия мод изогнутого световода с внешней поглощающей средой рассчитывается угловой коэффициент затухания мощности моды, а также доля мощности моды во внешней среде и пространственное распределение компонент плотности потока мощности моды в поперечном сечении световода. Компоненты плотности потока мощности моды  $S_\theta$ ,  $S_\rho$  и  $S_z$  в декартовой системе координат  $(\rho, z, \theta)$  определяются через функции  $\vec{e}(\rho, z)$  и  $\vec{h}(\rho, z)$  в (1.16):

$$S_{\theta} = 1/2 \cdot \text{Re}[e_{\rho} \cdot h_z^* - e_z \cdot h_{\rho}^*] \quad (1.28a)$$

$$S_{\rho} = 1/2 \cdot \text{Re}[e_z \cdot h_{\theta}^* - e_{\theta} \cdot h_z^*] \quad (1.28б)$$

$$S_z = 1/2 \cdot \text{Re}[e_{\theta} \cdot h_{\rho}^* - e_{\rho} \cdot h_{\theta}^*] \quad (1.28в)$$

Доля мощности моды в оболочке:

$$\rho_o = 1 - \left( \int_{A_c} S_{\theta} \cdot dA \right) / P \quad (1.29)$$

Поскольку, в отличие от регулярного световода, постоянные распространения мод на изгибе являются комплексными и в отсутствие поглощения в световоде или внешней среде, поперечные компоненты  $S_{\rho}$  и  $S_z$  в поперечном сечении световода всегда имеют ненулевые значения. Согласно (1.16), мощность моды уменьшается экспоненциально при изменении угла  $\theta$  полярной системы координат:

$$P_{vm}(\theta) = P_{vm}(0) \cdot \exp(-\xi_{vm} \cdot \theta), \quad (1.30)$$

здесь угловой коэффициент затухания мощности  $\xi_{vm} = 2 \cdot \gamma_{vm}^i$ , где  $\gamma_{vm}^i$  - мнимая часть угловой постоянной распространения моды  $\gamma_{vm}$ .

Энергетические и пространственные параметры, характеризующие взаимодействие моды с внешней средой, при разных параметрах световода СЭ рассчитываются для разных порядков мод на заданной длине волны излучения в полосе поглощения раствора заданной концентрации, а также рассчитываются в зависимости от длины волны излучения для мод с заданными порядками. Полученные зависимости анализируются и делаются выводы о влиянии поглощения внешней среды на параметры мод разных порядков.

На втором этапе исследований рассчитывается пропускание ( $\tau$ ) СЭ для каждой моды с заданными порядками, а в случае регулярного световода - и для суммы мод с разными порядками. Строятся зависимости пропускания и поглощательной способности  $A = -\log(\tau)$  от длины СЭ, строятся калибровочные графики в виде зависимости пропускания (или поглощательной способности) от концентрации раствора. Рассчитываются выходные характеристики волоконно-оптического спектроскопического датчика: динамический диапазон,

чувствительность и предел обнаружения исследуемого компонента в растворе при разных параметрах световода. В расчетах не рассматриваются эффекты преобразования излучения на входном и выходном торцах световода, находящихся в воздухе, поскольку в измерениях пропускания, описанных в Главе 2, производится нормировка на пропускание СЭ без исследуемой жидкости, что минимизирует вклад этих эффектов. В случае U-образного световода не учитываются излучательные потери при преобразовании мод регулярных участков в моды изогнутого световода и при обратном преобразовании.

Если на входном торце регулярного световода возбуждается только одна мода с заданными радиальным и азимутальным порядками (назовем это условием ввода  $A$ ), на выходном торце продольная компонента потока мощности этой моды уменьшается из-за поглощения излучения в СЭ длиной  $L$ , и пропускание СЭ:

$$\tau_{vm} = \frac{P_{vm}(L)}{P_{vm}(0)} = \exp(-\eta_{vm} \cdot L) \quad (1.31)$$

Поглощательная способность:

$$A = -\log(\tau_{vm}) = -\eta_{vm} \cdot L / \ln(10) \quad (1.32)$$

Чувствительность СЭ при условии ввода  $A$ :

$$S_{vm} = d\tau_{vm} / dC_{mol}, \quad (1.33)$$

где  $C_{mol}$  – мольная доля растворенного вещества (см. Приложение).

Предел обнаружения исследуемого вещества (минимальная концентрация вещества в растворе, которая может быть обнаружена), и, в частности, ацетона в водном растворе, можно оценить через определение относительного вклада пропускания ацетона  $\Delta \tau_{vm}^a$  в полное пропускание  $\tau_{vm}$  раствора на рабочей длине волны, как объясняется в п.3.3.3. Для отдельной моды:

$$\Delta \tau_{vm}^a = (\tau_{vm}^w - \tau_{vm}) / \tau_{vm}, \quad (1.34)$$

где  $\tau_{vm}^w$  – пропускание воды при заданной концентрации ацетона. Предел обнаружения ацетона определяется по отношению сигнал/шум (С/Ш) в регистрируемом спектре пропускания и соответствует условию  $\Delta\tau_{vm}^a \approx (\text{С/Ш})^{-1}$ .

Теперь предположим, что на входном торце регулярного световода возбуждается несколько мод, и вся мощность излучения равномерно распределена между  $N$  модами с заданным азимутальным порядком (назовем это условием ввода Б). Тогда пропускание СЭ можно определить следующим образом:

$$\tau_{vN} = \frac{\sum_{m=1}^N P_{vm} \cdot \exp(-\eta_{vm} \cdot L)}{\sum_{m=1}^N P_{vm} \cdot N} = N^{-1} \cdot \sum_{m=1}^N \exp(-\eta_{vm} \cdot L) \quad (1.35)$$

Поглощательная способность:

$$A_{vN} = -\log(\tau_{vN}) \quad (1.36)$$

Чувствительность СЭ при условии ввода Б:

$$S_{vN} = d\tau_{vN} / dC_{mol} \quad (1.37)$$

и относительный вклад пропускания ацетона при условии ввода Б:

$$\Delta\tau_{vN}^a = (\tau_{vN}^w - \tau_{vN}) / \tau_{vN} \quad (1.38)$$

Теперь предположим, что входная мощность мод с заданным азимутальным порядком равномерно распределена в выборке мод с радиальным порядком от  $M$  до  $N$  (назовем это условием ввода В). В этом случае пропускание:

$$\tau_{vNM} = (N - M)^{-1} \sum_{m=M}^N \exp(-\eta_{vm} L) \quad (1.39)$$

Чувствительность СЭ при условии ввода В:

$$S_{vNM} = d\tau_{vNM} / dC_{mol} \quad (1.40)$$

и относительный вклад пропускания ацетона при условии ввода В:

$$\Delta \tau_{vNM}^a = (\tau_{vNM}^w - \tau_{vNM}) / \tau_{vNM} \quad (1.41)$$

Для СЭ на основе U-образного световода (Рисунок 1.3б) при условии ввода А для каждой моды пропускание изогнутого участка световода длиной  $L_b = N_b \cdot \pi \cdot R_b$ , где ( $N_b$  – число полувитков световода):

$$\tau_{vm}^b = \frac{P_{vm}^b(\theta)}{P_{vm}^b(0)} = \exp(-\xi_{vm} \cdot \theta), \quad (1.42)$$

где  $\theta = \pi \cdot N_b$ .

Поглощательная способность изогнутого участка:

$$A_{vm}^b = \xi_{vm}^b \cdot \pi \cdot N_b / \ln(10) \quad (1.43)$$

Пропускание каждого регулярного участка длиной  $L_s$  U-образного световода:

$$\tau_{vm}^{1s,2s} = \exp(-\eta_{vm}^{1s,2s} \cdot L_s) \quad (1.44)$$

Для отдельной моды полное пропускание световода СЭ:

$$\tau_{vm} = \tau_{vm}^b \cdot \tau_{vm}^{1s} \cdot \tau_{vm}^{2s}, \quad (1.45)$$

а полная поглощательная способность:

$$A_{vm} = -\log(\tau) = 2 \cdot A_{vm}^s + A_{vm}^b = (2 \cdot \eta_{vm}^s \cdot L_s + \xi_{vm}^b \cdot \pi \cdot N_b) / \ln(10) \quad (1.46)$$

Для сравнения с продольным коэффициентом затухания мощности моды регулярного световода рассчитывается линейный коэффициент затухания мощности:

$$\eta_{vm}^b = 2 \cdot \text{Im}(\beta_{vm}^b), \quad (1.47)$$

где  $\beta_{vm}^b$  определяется по формуле (1.17).

Поскольку в теоретической модели не учитывается взаимодействие мод на изгибе световода, условия ввода Б и В не рассматриваются.

Для верификации созданных теоретических моделей СЭ на основе регулярного и изогнутого бесструктурного световода проводится сравнение результатов расчета пропускания отдельных мод и суммы мод (для регулярного

световода) с данными, полученными в результате лабораторных измерений и изложенными в Главе 2.

## 1.5. Выводы

В Главе 1 для описания взаимодействия излучения с внешней поглощающей средой в СЭ волоконно-оптических спектроскопических датчиков использована волновая теория волоконных световодов. Излучение в световоде представлено в виде направляемых мод, мощность которых в СЭ уменьшается при распространении вследствие поглощения во внешней среде. Разработанные теоретические модели основаны на строгой постановке краевых задач в рамках спектральной теории диэлектрических волноводов. В них не делается допущения о малости коэффициента поглощения внешней среды и не используется приближение слабонаправляющего световода, так как разница показателей преломления халькогенидного стекла и внешней среды велика.

Для описания электромагнитных полей в СЭ на основе регулярного световода сформулирована краевая задача для векторных уравнений Гельмгольца в плоскости поперечного сечения световода, которая сводится к численному решению характеристического уравнения. Для описания электромагнитных полей в СЭ на основе световода с изгибом сформулирована краевая задача для векторных уравнений Гельмгольца в плоскости поперечного сечения изогнутого световода, для решения которой используется метод конечных элементов.

Описана методика определения мнимой части показателя преломления исследуемого раствора и ее задания в теоретических моделях.

Разработана методология исследования и определены параметры, которые будут использованы в Главах 3 и 4 для исследования особенностей взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей средой в СЭ. Верификация разработанных теоретических моделей проводится в Главах 3 и 4 посредством сравнения выходных характеристик СЭ с результатами измерений, изложенными в Главе 2.

Результаты Главы 1 опубликованы в [112 - 115].



## **Глава 2. Измерение спектров пропускания сенсорных элементов на основе многомодовых халькогенидных световодов в лабораторном эксперименте**

В Главе 2 дается описание лабораторных измерений спектров пропускания волоконно-оптического спектроскопического датчика, проведенных на базе лабораторного Фурье-спектрометра Bruker IFS 113v с тепловым источником излучения (глобар) в ИХВВ РАН. В измерениях используются многомодовые бесструктурные световоды, изготовленные в ИХВВ РАН из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$ , имеющие низкие оптические потери в среднем ИК-диапазоне.

В лабораторном эксперименте решается задача определения концентрации жидких двухкомпонентных растворов методом волоконной эванесцентной спектроскопии среднего ИК-диапазона. Для измерений используются СЭ на основе регулярного световода (согласно схеме (а) на Рисунке 1.3) и на основе U-образного световода (согласно схеме (б) на Рисунке 1.3). В случае регулярного световода измерения проводятся с водными растворами ацетона. В случае U-образного световода измерения проводятся с двухкомпонентным раствором нефтепродуктов (дизельного топлива и антифризной присадки (антигель)). Строятся калибровочные графики – зависимость поглощательной способности от концентрации раствора, и определяется предел обнаружения исследуемого вещества.

Результаты измерений используются для исследования функционирования СЭ на основе бесструктурного многомодового халькогенидного световода и верификации разработанных в Главе 1 теоретических моделей.

## 2.1. Оптические свойства исследуемых жидкостей в среднем ИК-диапазоне

### 2.1.1. Определение оптических характеристик водных растворов ацетона

Как отмечалось в п.1.3.4, для водного раствора ацетона коэффициент поглощения на заданной длине волны при разных концентрациях ацетона может быть рассчитан по спектральным зависимостям молярных коэффициентов поглощения чистой воды  $\text{H}_2\text{O}$  и чистого ацетона  $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$  в области  $\lambda = 2 - 10$  мкм.

Молярные коэффициенты поглощения чистой воды  $\alpha_{mol}^w$  (Рисунок 2.1a) определялись по известным из литературы [116] значениям коэффициентов поглощения воды  $\alpha^w$  [ $\text{см}^{-1}$ ] в среднем ИК-диапазоне:

$$\alpha_{mol}^w = \frac{\alpha^w}{\ln(10) \cdot C_M^w}, \quad (2.1)$$

где  $C_M^w = 55.5$  моль/л - молярная концентрация чистой воды (см.Приложение).

Для определения молярных коэффициентов поглощения ацетона  $\alpha_{mol}^a$  были получены значения коэффициентов поглощения ацетона  $\alpha^a$  [ $\text{см}^{-1}$ ] по формуле (1.20) путем спектрофотометрических измерений пропускания объемных образцов ацетона в кюветах при помощи спектрометра Tensor 27 (Bruker, Германия) в области длин волн 2-10 мкм со спектральным разрешением  $1 \text{ см}^{-1}$ .

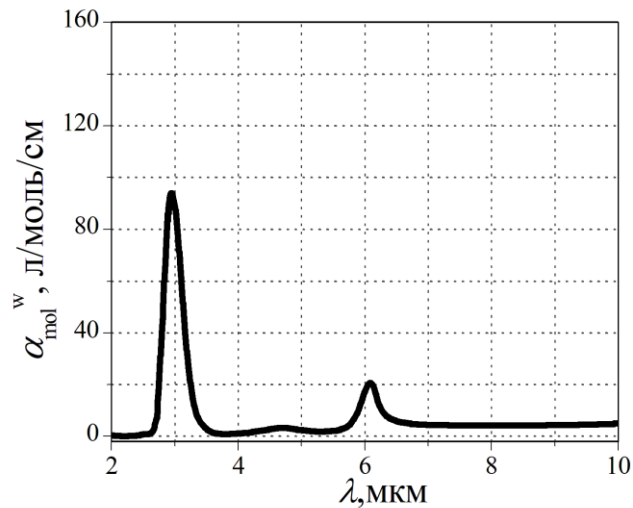
Молярные коэффициенты поглощения чистого ацетона (Рисунок 2.1б):

$$\alpha_{mol}^a = \frac{\alpha^a}{\ln(10) \cdot C_M^a}, \quad (2.2)$$

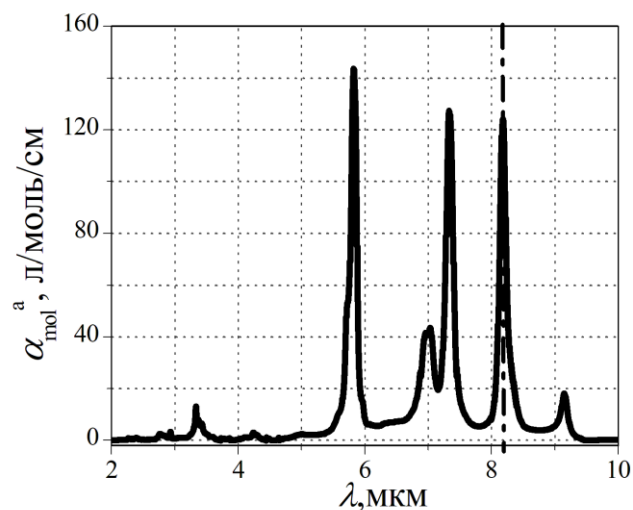
где  $C_M^a = 13.63$  моль/л - молярная концентрация чистого ацетона.

Для сравнения с литературными данными проводились контрольные измерения для чистой воды. Для записи спектров пропускания чистого ацетона и чистой воды использовалась кювета в виде двух тонких индиевых пластинок с толщиной зазора между ними  $\Delta l = 11$  мкм. При меньшей толщине в спектре пропускания наблюдалась интерференция, а при большей - не удавалось записать спектр пропускания в области сильного поглощения. Для воды было получено

хорошее совпадение коэффициентов поглощения с данными, известными из литературы. При  $\Delta l = 11$  мкм не удавалось записать максимум полосы поглощения воды на длине волны 3 мкм, как и максимумы полос поглощения ацетона. Для получения достоверных результатов в области максимумов проводились измерения с кюветами меньшей толщины, и контролировалось выполнение закона Бугера-Ламберта-Бера.



а



б

Рисунок 2.1. Спектральные зависимости молярных коэффициентов поглощения чистой воды (а) и чистого ацетона (б).

Как показано на Рисунке 2.1б, в области длин волн  $\lambda = 2 - 10$  мкм находится шесть полос поглощения с максимумами на длинах волн 3.32 мкм, 5.83 мкм, 7.02 мкм, 7.33 мкм, 8.18 мкм и 9.15 мкм, соответствующих колебаниям связей в

молекулах ацетона [5]. Характерные полосы поглощения воды на Рисунке 2.1а приходятся на области вблизи  $\lambda = 3$  мкм и  $\lambda = 6.09$  мкм. Здесь наблюдается перекрытие полос поглощения ацетона и воды, что усложняет аналитические измерения концентрации ацетона. В области  $\lambda = 6.5 - 10$  мкм поглощение воды значительно меньше, чем в полосах поглощения ацетона, так что отношение  $\alpha_{mol}^w / \alpha_{mol}^a$  мало. Для спектрального анализа была выбрана полоса поглощения ацетона с максимумом на длине волны 8.18 мкм (отмечена штрихпунктирной линией на Рисунке 2.1б), которая соответствует валентным колебаниям атомов углерода метильной и карбоксильной групп [117]. Здесь  $\alpha_{mol}^w / \alpha_{mol}^a = 0.03$ .

Спектральная зависимость показателя преломления воды известна из литературы [107] и показана Рисунке 2.2, где видны области нормальной и аномальной дисперсии в полосах поглощения с  $\lambda = 3$  мкм и  $\lambda = 6.09$  мкм.

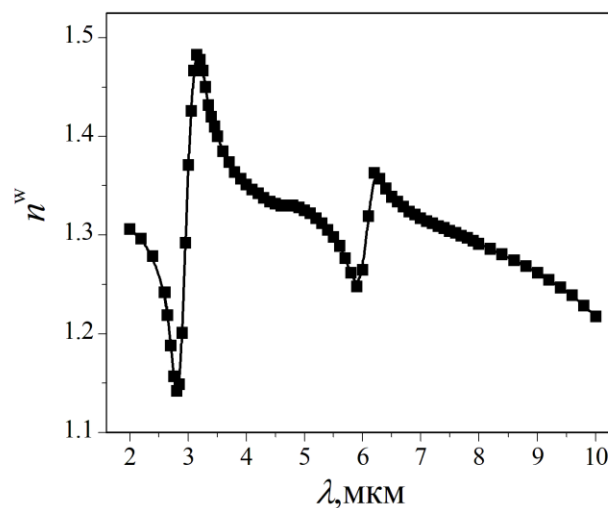


Рисунок 2.2. Спектральная зависимость показателя преломления чистой воды.

В литературе нет данных о значениях показателя преломления ацетона в среднем ИК-диапазоне. В [109] было получено значение  $n_a^r = 1.35$  на длине волны  $\lambda = 0.83$  мкм.

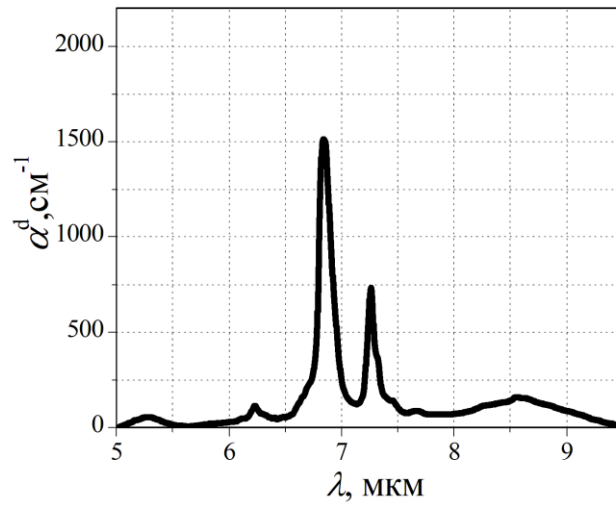
### 2.1.2. Определение оптических характеристик дизельного топлива с присадкой антигель

Дизельное топливо и присадка состоят из предельных и непредельных углеводородов. Смесь дизельного топлива и присадки является сложным

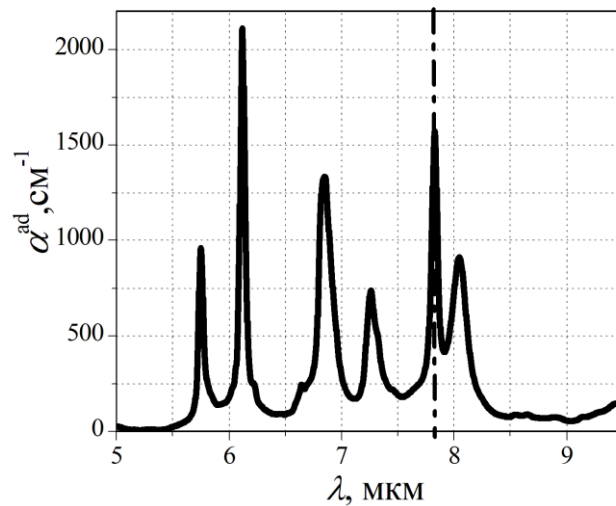
органическим соединением, поэтому определение молярных коэффициентов поглощения и молярных концентраций отдельных компонентов раствора не представляется возможным. Коэффициент поглощения смеси определялся путем измерения спектров пропускания  $T(\lambda)$  образцов дизельного топлива с известной объемной концентрацией  $C_{vol}$  присадки в кюветах при помощи спектрометра Tensor 27 (Bruker, Германия) в области длин волн 5 – 9.5 мкм. Для записи спектра пропускания использовалась кювета, толщина которой подбиралась таким образом, чтобы избежать интерференции излучения, а также полного поглощения излучения внутри кюветы в полосах поглощения исследуемого вещества. Коэффициент поглощения рассчитывался по формуле (1.20). На Рисунке 2.3 показаны спектральные зависимости коэффициента поглощения, полученные для дизельного топлива и присадки в области длин волн  $\lambda = 5 - 9$  мкм, где находятся шесть полос поглощения с максимумами на длинах волн 5.75 мкм, 6.12 мкм, 6.85 мкм, 7.25 мкм, 7.83 мкм и 8.03 мкм, соответствующих колебаниям связей в молекулах присадки. Интенсивная полоса поглощения присадки на длине волны 5.75 мкм, соответствующая колебаниям карбоксильной группы алифатических кислот [23], и полоса поглощения на длине волны 6.12 мкм, соответствующая карбоксилат-аниону [23], не перекрываются с полосами поглощения дизельного топлива. Характерные полосы поглощения, соответствующие колебаниям атомов в молекулах дизельного топлива, приходятся на области вблизи длин волн 6.83 мкм и 7.26 мкм. Здесь наблюдается перекрытие полос поглощения дизельного топлива и присадки, что усложняет аналитические измерения концентрации присадки.

Поскольку в области  $\lambda = 7.5 - 9$  мкм поглощение дизельного топлива значительно меньше, чем поглощение присадки, для спектрального анализа была выбрана полоса поглощения присадки с максимумом на длине волны 7.83 мкм (отмечена штрихпунктирной линией на Рисунке 2.3б). Здесь  $\alpha^d / \alpha^{ad} = 0.04$ . Выбор полосы поглощения обусловлен тем, что она соответствует колебаниям молекул сложных эфиров, которые являются химически инертными веществами

по сравнению с кислотами и солями кислот [118] и не вступают в реакцию с компонентами дизельного топлива.



а

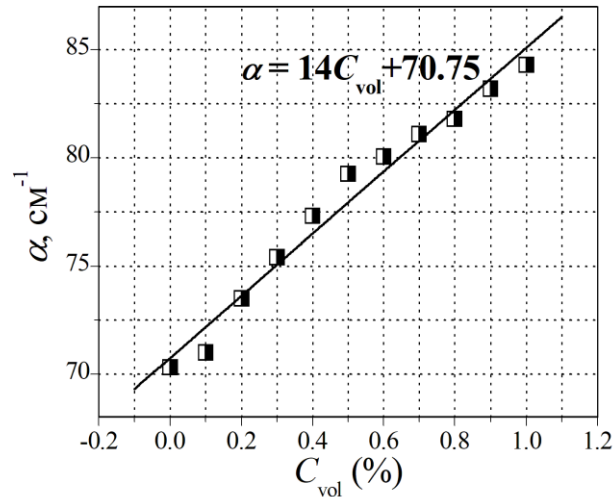


б

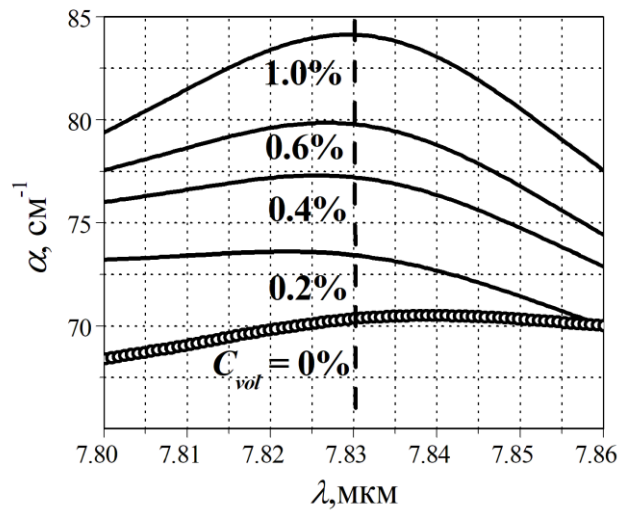
Рисунок 2.3. Спектральная зависимость коэффициента поглощения дизельного топлива (а) и присадки (б).  $\Delta l = 11$  мкм.

По результатам измерения пропускания объемного образца в кювете был построен калибровочный график – зависимость коэффициента поглощения от объемной концентрации присадки  $\alpha(C_{vol})$  (Рисунок 2.4а).

Распределение измеренных значений хорошо аппроксимируется линейной зависимостью  $\alpha = 14 \cdot C_{vol} + 70.75$  в диапазоне  $C_{vol} = 0.2 - 1.0\%$  с минимальным измеряемым значением  $C_{vol} = 0.1\%$  (Рисунок 2.4а) при измерениях в кювете толщиной 80 мкм.



а



б

Рисунок 2.4. а) Коэффициент поглощения объемных образцов раствора дизельного топлива с присадкой в зависимости от концентрации присадки,  $\lambda = 7.83$  мкм; б) спектральная зависимость коэффициента поглощения раствора в области максимума  $\lambda = 7.83$  мкм полосы поглощения при разных концентрациях присадки.

Оценка показателя преломления дизельного топлива была проведена в [119] и получено значение  $n'_o = 1.46$  в полосе поглощения  $D$ -линии натрия на длине волны 589.8 нм.

## 2.2. Оптические характеристики световода из стекла состава $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$

Для проведения измерений в ИХВВ РАН было изготовлено многомодовое халькогенидное волокно из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$ , химическая очистка которого производилось по технологии, подробно описанной в [120-122]. Стекланный стержень состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  был вытянут в бесструктурный световод методом одиночного тигля. При вытяжке кристаллизации стекла не наблюдалось. Были получены световоды с радиусом сердцевины  $R = 150$  мкм и 90 мкм.

Для измерения оптических потерь в световоде использовался так называемый прямой метод (метод обрыва) [123], согласно которому на заданной длине волны коэффициент оптических потерь  $\gamma$  [дБ/м] определяется следующим образом:

$$\gamma = \frac{10}{L_1 - L_2} \cdot \lg \frac{P_1}{P_2}, \quad (2.3)$$

где  $P_1$  и  $P_2$  – мощность излучения, переданная вдоль световода на длину  $L_1$  и  $L_2$ , соответственно.

Результаты измерений оптических потерь в световоде с  $R = 150$  мкм в области  $\lambda = 2 - 10$  мкм (Рисунок 2.5), показывают, что минимальные потери приходятся на область  $\lambda = 6 - 9$  мкм. Поэтому такой световод подходит для измерений в полосах поглощения исследуемых жидких растворов на выбранных рабочих длинах волн.

Для измерений с раствором дизельного топлива и присадки был изготовлен U-образный бесструктурный световод с  $R = 90$  мкм и радиусом постоянного изгиба 2 мм по технологии, описанной в [23]. В прямом световоде из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  с  $R = 90$  мкм оптические потери составили 1 дБ/м в области длин волн 5.5 – 8.5 мкм, минимальные оптические потери 0.65 дБ/м были получены на длине волны 6.6 мкм [23].



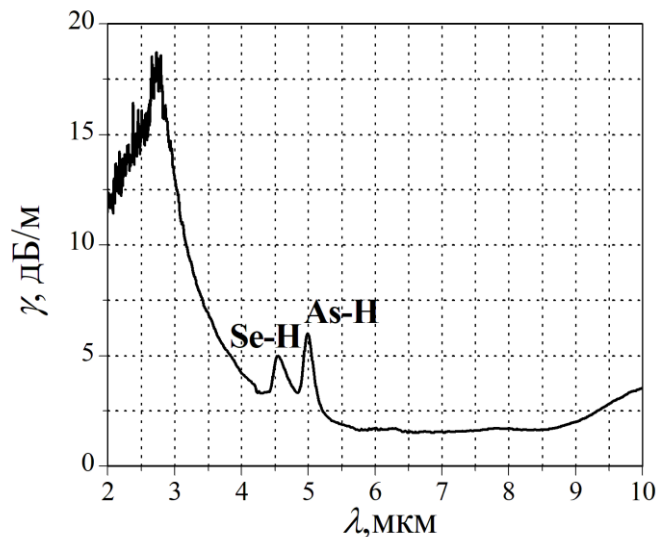


Рисунок 2.5. Спектр оптических потерь в бесструктурном световоде из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  с  $R = 150$  мкм.

Показатель преломления стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  равен  $\sim 2.8$  в средней ИК-области спектра [124].

### 2.3. Измерения с сенсорным элементом на основе прямого световода

Схема экспериментальной установки для измерения пропускания СЭ на основе прямого световода представлена на Рисунке 2.6. Бесструктурный халькогенидный световод из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  (2) с  $R = 150$  мкм был помещен на длине  $L$  (длина СЭ) в исследуемую жидкость, которая наливалась в стеклянную кварцевую трубку (3) длиной 30 см, диаметром 10 мм и толщиной стенок 2 мм, с небольшим изгибом в середине трубки (Рисунок 2.6б). Широкополосное излучение теплового источника (глобар (1)) вводилось соосно во входной торец световода при помощи линзы с фокусным расстоянием 5 см. Излучение из выходного торца регистрировалось КРТ-детектором Фурье-спектрометра Bruker IFS 113v в области длин волн 2 – 10 мкм. Спектры пропускания с разрешением  $8 \text{ см}^{-1}$  были получены при усреднении 32 сканирований.

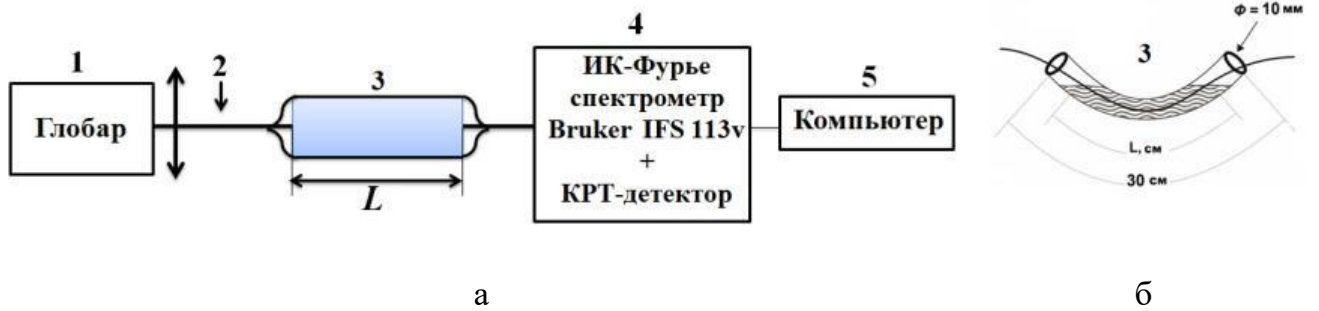


Рисунок 2.6. Схема экспериментальной установки для измерения спектра пропускания СЭ на основе прямого бесструктурного световода. 2 – световод, 3 – кювета (стеклянная трубка, показанная на рисунке (б)).

В эксперименте проводились измерения с водными растворами ацетона различной концентрации  $C_{\text{mol}}$  (мольная доля, выраженная в процентах (см. Приложение) (1%, 5%, 10%, 15% и 20%)). Для каждой концентрации коэффициент пропускания измерялся при разных длинах СЭ ( $L = 4$  см, 8 см, 12 см, 16 см, 20 см и 22.5 см). Перед каждой серией измерений с заданной  $C_{\text{mol}}$  измерялось пропускание  $T_0$  волокна, помещенного в пустую трубку. Затем в трубку вводилась жидкость заданной концентрации, измерялось пропускание  $T_1$  и для каждого  $L$  оценивалось нормированное пропускание  $\tau = T_1/T_0$ , а также поглощательная способность  $A = -\log(\tau)$ . Длина СЭ  $L$  увеличивалась посредством добавления исследуемого водного раствора ацетона заданной концентрации в кювету. Перед каждой серией измерений, световод очищался чистым ацетоном и просушивался потоком воздуха температурой 80 – 100°C.

Погрешность измерений, обусловленная преимущественно случайными ошибками, связанными с испарением ацетона из раствора и изменением положения волокна в растворе составляла не более 5%.

На Рисунке 2.7(а-д) показаны спектральные зависимости нормированного пропускания СЭ, полученные при разных концентрациях раствора. При  $C_{\text{mol}} = 1\%$  (Рисунок 2.7а) поглощение воды на длинах волн 3 мкм и 6.09 мкм является преобладающим, но минимумы в пропускании, соответствующие полосам

поглощения ацетона с  $\lambda = 7.33$  мкм и  $\lambda = 8.18$  мкм, хорошо наблюдаются. При  $C_{\text{mol}} > 5\%$  (Рисунок 2.7в,г,д) минимумы в пропускании, соответствующие полосам поглощения ацетона с  $\lambda = 5.83$  мкм и  $\lambda = 7.02$  мкм, также становятся различимыми. При дальнейшем увеличении концентрации ацетона растет пропускание в полосах поглощения воды. В отличие от измерений с образцами в кюветах, здесь хорошо видны все полосы поглощения при разных длинах СЭ. Предел обнаружения ацетона в водном растворе составил  $C_{\text{mol}} = 1\%$ .

На рабочей длине волны  $\lambda = 8.18$  мкм была построена зависимость  $A$  от длины СЭ (Рисунок 2.8а). Подобно зависимости  $A(L)$  для отдельной моды световода, определенной уравнением (1.32), согласно закону Бугера-Ламберта-Бера для объемного образца жидкости в кювете, наклон кривых зависит от  $C_{\text{mol}}$ , однако, в отличие от (1.32), измеренные зависимости  $A(L)$  на Рисунке 2.8а не являются линейными.

На Рисунке 2.8б построены калибровочные графики  $A(C_{\text{mol}})$  для СЭ разной длины. Видно, что зависимости не являются линейными во всей области изменения концентрации ацетона. Согласно формуле (1.19), такая зависимость не является линейной и в измерениях с образцами в кюветах. Наклон линий на Рисунке 2.8б несколько больше для СЭ с большим  $L$ .

Для построения графиков были использованы значения  $A$  на длинах волн в максимуме полос поглощения ацетона, однако, надо отметить, что положение пика полосы поглощения ацетона смещается при изменении  $C_{\text{mol}}$ . Этот эффект, упомянутый также в [3], может быть объяснен образованием водородных связей между молекулами ацетона и воды, что приводит к изменению положения полос поглощения в колебательных спектрах водных растворов ацетона.

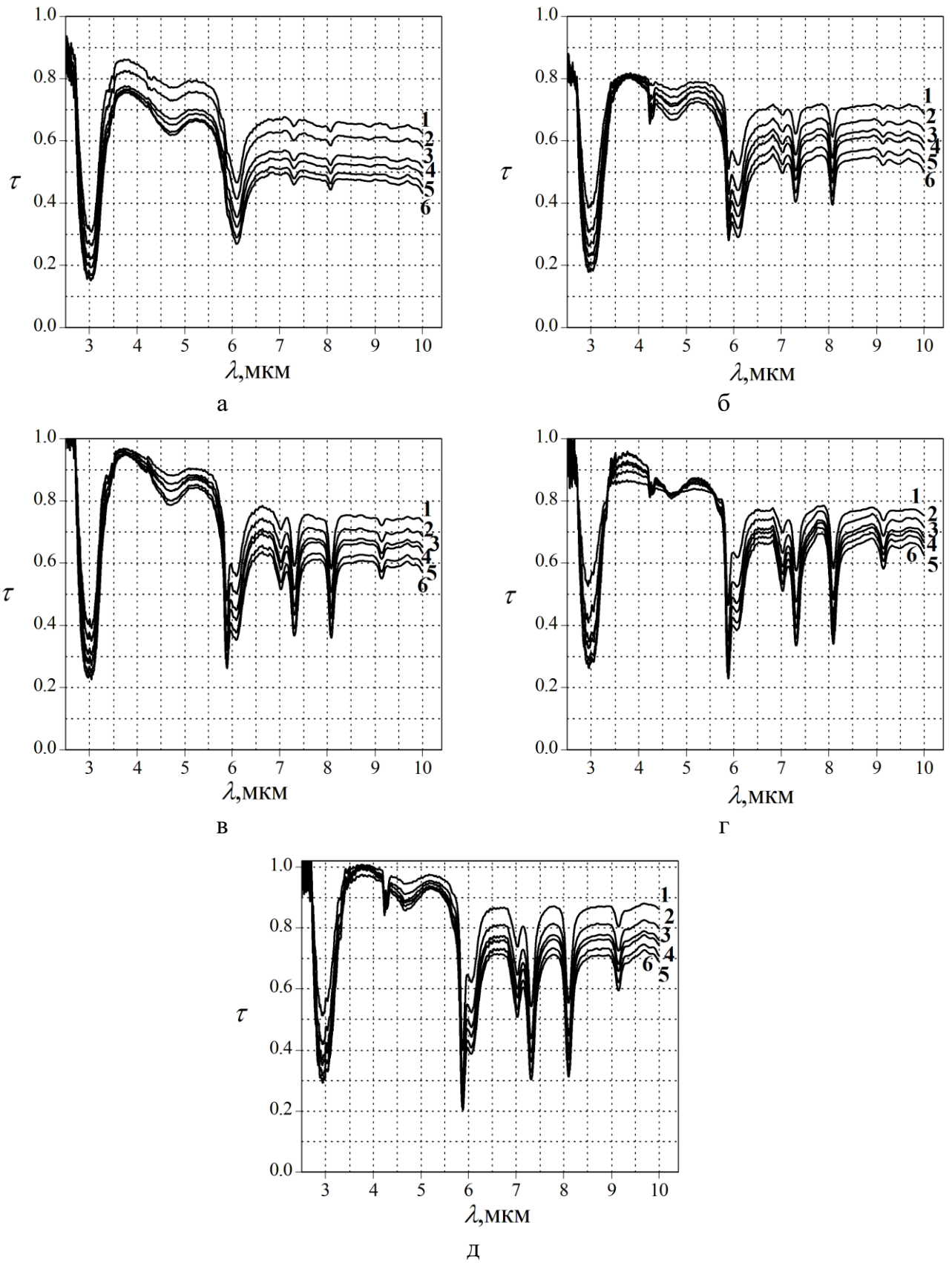
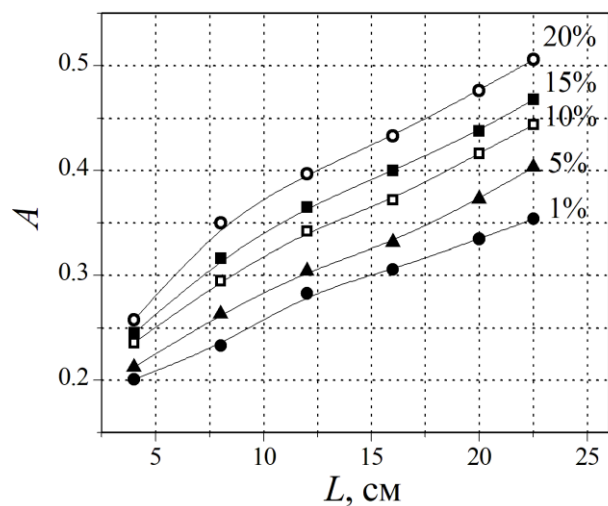
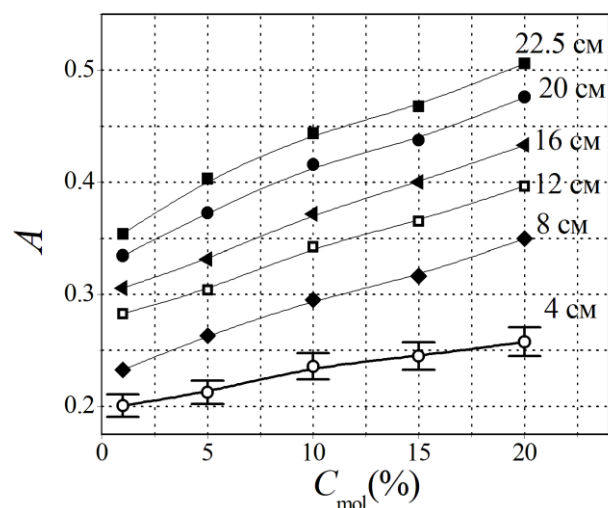


Рисунок 2.7. Спектральные зависимости нормированного пропускания СЭ, полученные для водного раствора ацетона с  $C_{\text{mol}}$ : 1% (а), 5% (б), 10% (в), 15% (г) и 20% (д) при разной длине СЭ:  $L = 4$  см (1), 8 см (2), 12 см (3), 16 см (4), 20 см (5), 22.5 см (6).



а



б

Рисунок 2.8. Поглощательная способность в зависимости от: длины СЭ при разных  $C_{mol}$ , измеренная в максимуме полосы поглощения ацетона (а); концентрации ацетона  $C_{mol}$  при разных длинах СЭ, измеренная в максимуме полосы поглощения ацетона (б).

Для чистого ацетона максимум соответствует  $\lambda = 8.18$  мкм.

Погрешность измерений (5%) показана для  $L = 4$  см.

На Рисунке 2.9 показано отклонение  $\Delta\lambda^p = \lambda^p - \lambda^{p0}$  спектральной позиции пика полосы поглощения раствора  $\lambda^p$  от длины волны  $\lambda^{p0}$ , соответствующей пику поглощения компонент чистой воды или чистого ацетона. Значения отклонения показаны для полос поглощения ацетона с  $\lambda = 7.33$  мкм и  $\lambda = 8.18$  мкм и полосы поглощения воды с  $\lambda = 6.09$  мкм.

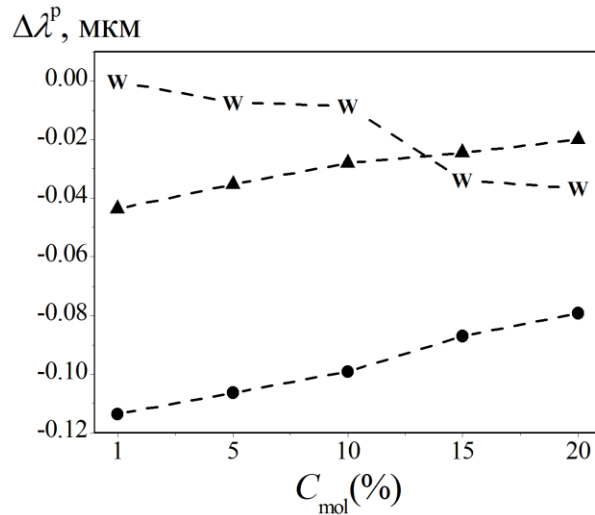


Рисунок 2.9. Отклонение спектральной позиции пика  $\Delta\lambda^p$  полосы поглощения ацетона (треугольники для  $\lambda^{p0} = 7.33$  мкм, кружки для  $\lambda^{p0} = 8.18$  мкм) и воды (w) для  $\lambda^{p0} = 6.09$  мкм в зависимости от концентрации ацетона.  $L = 4$  см.

Для этих полос  $\lambda^p < \lambda^{p0}$ , и отклонение меняется с концентрацией вещества (ацетона или воды). Это означает, что и ацетон, и вода испытывают взаимное влияние молекулярных связей в растворе. На графиках, представленных на Рисунке 2.8, поглощательная способность определялась в пике полосы поглощения ацетона с учетом отклонения его спектральной позиции.

Отметим, что при построении калибровочных графиков для спектрального анализа обычно производится интегрирование пропускания кюветы с раствором в пределах полосы поглощения, что позволяет минимизировать эффект смещения спектральной позиции пика полосы.

#### 2.4. Измерения с сенсорным элементом на основе U-образного световода

Схема экспериментальной установки для измерения спектра пропускания СЭ на основе U-образного световода представлена на Рисунке 2.10. Бесструктурный световод из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  (2) с  $R = 90$  мкм, имеющий изгиб на конечной длине, помещался на глубину  $L_S$  в сосуд (3) с раствором дизельного топлива и присадки в концентрации от 0.1 до 1 об.%. Измерения проводились методом повышения концентрации аналита: в чистое дизельное топливо добавлялась присадка до получения концентрации 0.1 об.%, проводилось измерение пропускания  $T$  раствора, затем добавлялась присадка до

получения следующего значения концентрации и т.д. При каждом изменении концентрации длина погружения регулировалась, и считалась равной одной и той же величине. Широкополосное излучение теплового источника (глобар) вводилось соосно во входной торец прямого участка световода при помощи линзы с фокусным расстоянием 5 см. Излучение из выходного торца другого прямого участка световода регистрировалось КРТ-детектором Фурье-спектрометра Bruker IFS 113v в области длин волн 2 – 10 мкм. Спектры пропускания с разрешением  $8 \text{ см}^{-1}$  были получены при усреднении 32 сканирований.

Пропускание  $T$  при каждом измерении нормировалось на пропускание  $T_0$ , полученное для световода, находящегося в сосуде без жидкости, что позволило в большой степени исключить оптические потери, связанные с отражениями от торцов волокна, и излучательные потери в сечениях  $b_1$  и  $b_2$  на Рисунке 2.10, связанные с преобразованием мод регулярного в моды изогнутого световода.

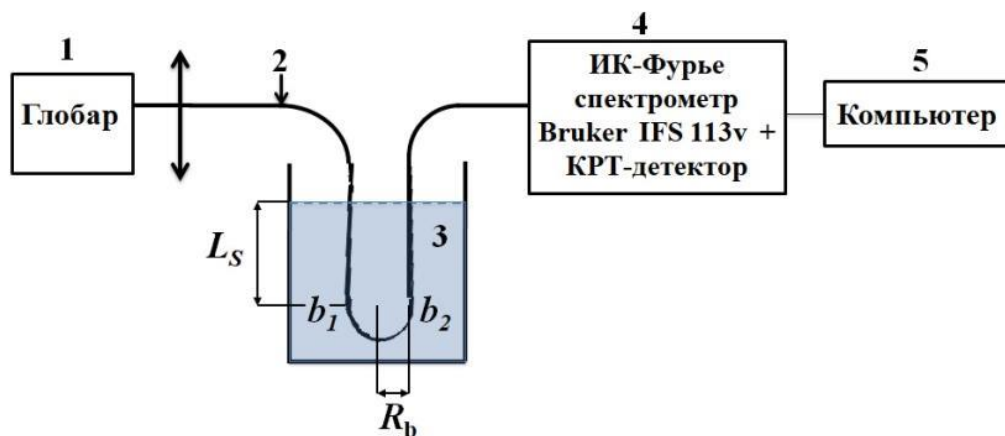


Рисунок 2.10. Схема экспериментальной установки для измерения пропускания СЭ на основе бесструктурного световода с изгибом методом волоконной эванесцентной спектроскопии; 2 – световод, 3 – сосуд с раствором дизельного топлива и присадки (уровень жидкости отмечен штриховой линией).

Спектральные зависимости нормированного пропускания  $\tau = T/T_0$  волокна с изгибом радиуса  $R_b = 2 \text{ мм}$ , полученные при  $L_s = 10 \text{ мм}$ , представлены на Рисунке 2.11. При концентрациях присадки менее 1% не было выявлено смещения минимумов в полосах поглощения.

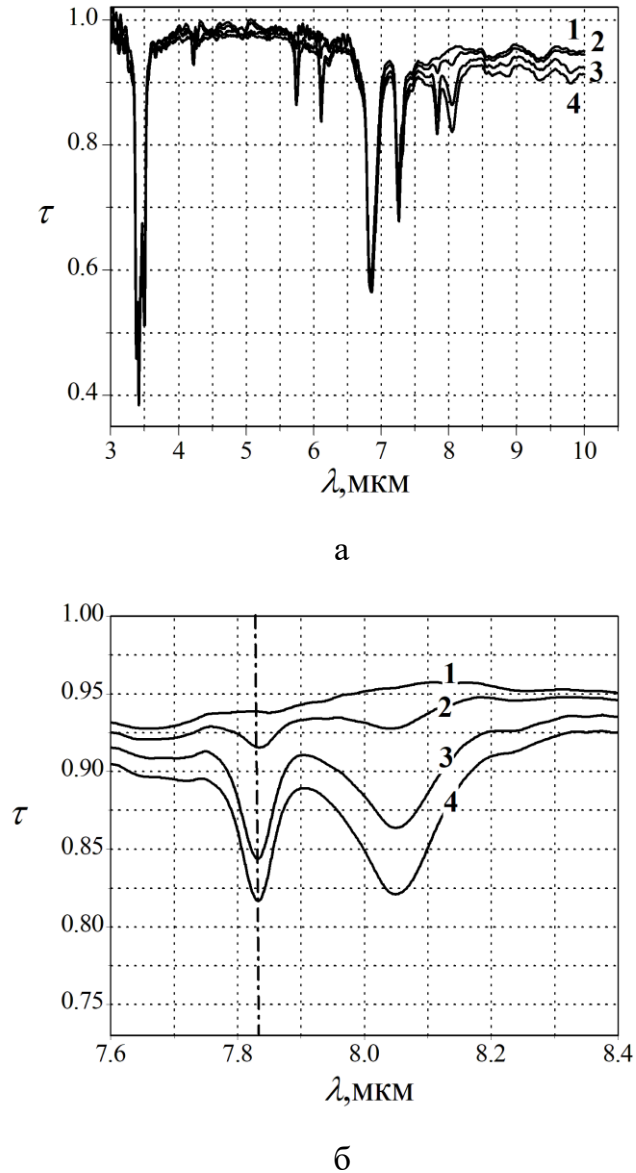
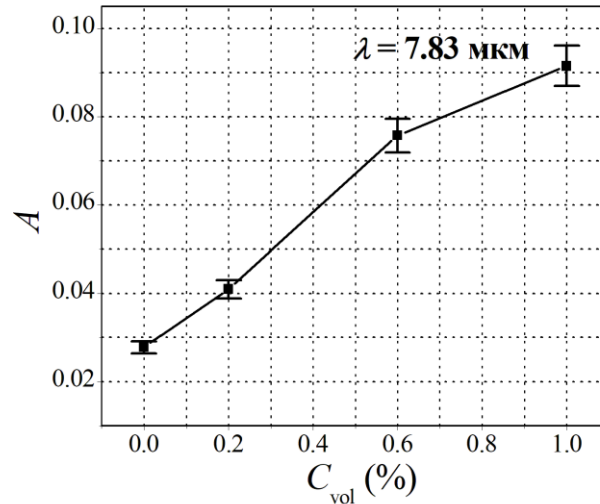


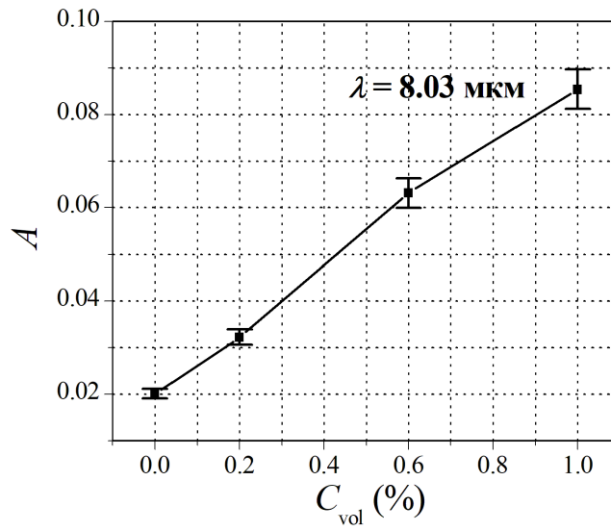
Рисунок 2.11. Спектральные зависимости нормированного пропускания U-образного световода для дизельного топлива с присадкой различной концентрации (а); исследуемая спектральная область с выделенной рабочей длиной волны  $\lambda = 7.83$  мкм (б). Концентрация присадки (об.%): 0 (1), 0.2 (2), 0.6 (3), 1 (4).

На Рисунке 2.12 показаны калибровочные графики в виде зависимости поглощательной способности  $A = -\log(\tau)$  от концентрации присадки, полученные в полосах поглощения присадки с  $\lambda = 7.83$  мкм (а) и  $\lambda = 8.03$  мкм (б).





а



б

Рисунок 2.12. Поглощательная способность СЭ на основе U-образного световода в зависимости от концентрации присадки в дизельном топливе, рассчитанная в полосах поглощения присадки  $\lambda = 7.83 \text{ мкм}$  (а) и  $\lambda = 8.03 \text{ мкм}$  (б).  $R_b = 2 \text{ мм}$ .

Предел обнаружения присадки в дизельном топливе составил 0.1 об.%. Погрешность определения присадки, показанная на Рисунке 2.12, составила не более 10% в указанном интервале концентраций.

## 2.5. Выводы

В Главе 2 проведены экспериментальные исследования функционирования СЭ волоконно-оптического спектроскопического датчика на примере задачи определения концентрации жидких двухкомпонентных растворов. Измерения проводились при тех же условиях, что и в большинстве работ, известных из литературы [3–7]: на базе Фурье-спектрометра с тепловым источником при соосном вводе излучения в торец многомодового халькогенидного световода. В результате проведенных измерений получены калибровочные графики: для СЭ на основе прямого световода построен график зависимости логарифма пропускания от концентрации ацетона в водном растворе, для СЭ на основе U-образного световода - график зависимости логарифма пропускания от концентрации присадки в дизельном топливе. Предел обнаружения ацетона в водном растворе составил 1 мол.% (~ 5 об.%). Предел обнаружения присадки в дизельном топливе составил 0.1 об.%. Эти значения согласуются с известными из литературы [3-7], полученными при таких же условиях измерений для различных жидких сред.

Продемонстрировано преимущество в использовании волоконных СЭ по сравнению с измерениями объемных образцов исследуемых растворов в кюветах в задачах спектроскопии среднего ИК-диапазона. При измерении пропускания образцов в кюветах из-за больших коэффициентов поглощения исследуемых веществ в среднем ИК-диапазоне возникает необходимость в подборе толщины кюветы таким образом, чтобы избежать интерференции в спектре пропускания и некорректной записи спектра. При использовании кювет с толщиной несколько микрометров возникают технологические трудности и растут ошибки измерений.

Использование СЭ на основе халькогенидных световодов дает новые возможности для исследования жидких веществ. Так, в измерениях с прямым СЭ установлено, что в полосах поглощения водных растворов ацетона, при концентрациях ацетона больше 1 мол.%, длина волны, соответствующая максимуму поглощения, несколько смещается при изменении концентрации ацетона. Отклонение меняется с концентрацией вещества (ацетона или воды), и

означает, что и ацетон, и вода испытывают взаимное влияние молекулярных связей в растворе. Такой результат, который имеет как научное, так и прикладное значение, затруднительно было бы получить в измерениях с образцами в кюветах при больших концентрациях ацетона или воды.

В ходе измерений были выявлены особенности метода волоконной эванесцентной спектроскопии среднего ИК-диапазона. В результате анализа зависимости поглотательной способности СЭ на основе многомодового регулярного световода от длины СЭ установлено, что эта зависимость не является линейной, в отличие от зависимости поглотательной способности объемного образца от толщины кюветы, которая, согласно закону Бугера-Ламберта-Бера, является линейной.

Результаты экспериментальных исследований функционирования СЭ, проведенных в Главе 2, используются в Главах 3 и 4 для верификации разработанных теоретических моделей путем сравнения измеренных и рассчитанных выходных характеристик СЭ. Полученные в Главе 2 спектры поглощения образцов двухкомпонентных растворов в кюветах используются в Главах 3 и 4 для задания оптических параметров исследуемых жидких сред в теоретических моделях.

Результаты Главы 2 опубликованы в [115,125,126].

### **Глава 3. Исследование особенностей взаимодействия мод регулярного халькогенидного световода с внешней поглощающей средой**

В Главе 3 теоретические модели, разработанные в Главе 1 (п.1.3.1, п.1.3.2), и созданные на их основе алгоритмы и программы применяются для исследования особенностей взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей жидкой средой в СЭ на основе регулярного халькогенидного световода, как бесструктурного, так и имеющего тонкую кольцевую оболочку. В соответствии с условиями лабораторных измерений, изложенных в Главе 2, в компьютерных расчетах используются оптические характеристики световода из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  и водных растворов ацетона различной концентрации.

Согласно методологии, изложенной в п.1.4, рассчитываются параметры, описывающие взаимодействие мод световода с внешней поглощающей средой на заданной длине волны в полосе поглощения исследуемого вещества: параметр моды в оболочке, продольная постоянная распространения моды, доля мощности моды в оболочке и компоненты плотности потока мощности в поперечном сечении световода. На заданной длине волны рассчитываются продольные коэффициенты затухания мощности мод с разными порядками, и исследуется зависимость коэффициента затухания мощности моды с заданными порядками от радиуса сердцевины световода. В области длин волн 2 – 10 мкм строятся спектральные зависимости коэффициентов затухания мощности мод. Для световода с тонкой кольцевой оболочкой исследуется зависимость продольных коэффициентов затухания мощности мод оболочки разных порядков от толщины оболочки и разницы показателей преломления сердцевины и оболочки. По условиям А, Б и В ввода излучения в световод (п.1.4) в вычислительном эксперименте рассчитываются выходные характеристики волоконно-оптического спектроскопического датчика: пропускание, чувствительность и предел обнаружения вещества в растворе. Проводится сравнение полученных выходных

характеристик с результатами измерений, изложенными в Главе 2. Формулируются выводы об особенностях взаимодействия мод разных порядков с внешней поглощающей средой.

### 3.1. Оптические характеристики поглощающей среды и световода, используемые в расчетах

Для исследования в теоретической модели особенностей взаимодействия мод регулярного световода с поглощающей средой в виде водного раствора ацетона в п.2.1.1 была выбрана полоса поглощения чистого ацетона с максимумом на длине волны 8.18 мкм (отмечена штрихпунктирной линией на Рисунке 2.1б), не перекрывающаяся с полосами поглощения воды.

На длине волны 8.18 мкм значение показателя преломления чистой воды  $n_w^r = 1.28$  [107,108]. Поскольку в литературе нет данных о значениях показателя преломления чистого ацетона и водных растворов ацетона в среднем ИК-диапазоне, в расчетах использовалось приближенное значение  $n_a^r = 1.35$  (получено в [109] для чистого ацетона на длине волны 0.83 мкм). Мнимая часть показателя преломления раствора при разных концентрациях рассчитывалась в соответствии с формулами (1.18) и (1.19). Значения молярных коэффициентов поглощения чистой воды ( $\alpha_{mol}^w$ ) и чистого ацетона ( $\alpha_{mol}^a$ ) (Рисунок 2.1), а также соответствующие значения коэффициентов поглощения ( $\alpha^w$  и  $\alpha^a$ ) и мнимой части показателя преломления ( $n_a^i$  и  $n_w^i$ ) представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Оптические характеристики поглощающей среды на длине волны 8.18 мкм

$\lambda$ , мкм	$\alpha_{mol}^w$ , л/моль/см	$\alpha^w$ , см <sup>-1</sup>	$\alpha_{mol}^a$ , л/моль/см	$\alpha^a$ , см <sup>-1</sup>	$n_a^i$	$n_w^i$
8.18	4.2	537	124	3614	0.25	0.03

Для световода из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  значения коэффициента оптических потерь  $\gamma$  (Рисунок 2.5), соответствующего коэффициента поглощения  $\alpha$  и мнимой части показателя преломления  $n_c^i$ , рассчитанной по формуле (1.18), представлены в Таблице 2. Видно, что  $\alpha \ll \alpha^w, \alpha^a$ , поэтому в расчетах оптическими потерями в световоде можно пренебречь.

Показатель преломления стекла  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  в средней ИК-области спектра  $n_c \sim 2.8$  [124]. Поскольку  $n_c^i \ll n_c$  вследствие малых оптических потерь в световоде, а также  $n_c^i \ll n_a^i, n_w^i$  на этой длине волны, мнимую часть показателя преломления стекла в дальнейших расчетах можно считать равной нулю.

Таблица 2. Оптические характеристики бесструктурного световода из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  на длине волны 8.18 мкм

$\lambda$ , мкм	$\gamma$ , дБ/м	$\alpha$ , $\text{см}^{-1}$	$n_c^i$
8.18	1.64	0.0036	0.0013

### 3.2. Параметры мод регулярного бесструктурного световода, погруженного в поглощающую жидкость

Проведем расчет параметров мод бесструктурного световода из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  с  $R = 150$  мкм согласно блок-схеме, представленной на Рисунке 3.1.

В теоретической модели, изложенной в п.1.3.1, поглощающая жидкость является, по сути, оболочкой бесструктурного световода, поэтому в дальнейшем изложении для обозначения мнимой части показателя преломления внешней среды будем использовать обозначение  $n_o^i$ .

Определим число направляемых мод каждого типа, исходя из условий отсечки мод (п.1.3.1) в предположении, что  $n_c^i = 0$  и  $n_o^i = 0$ .

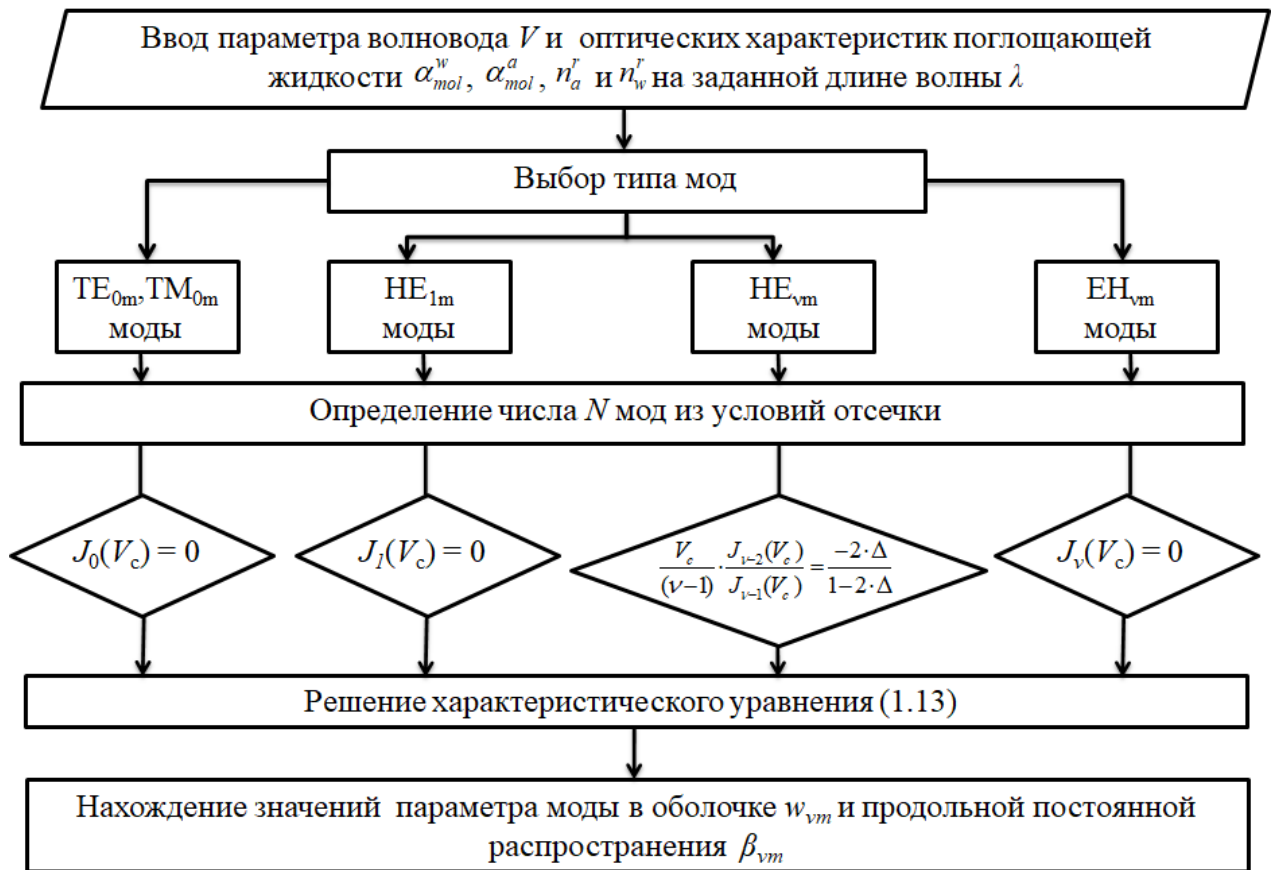
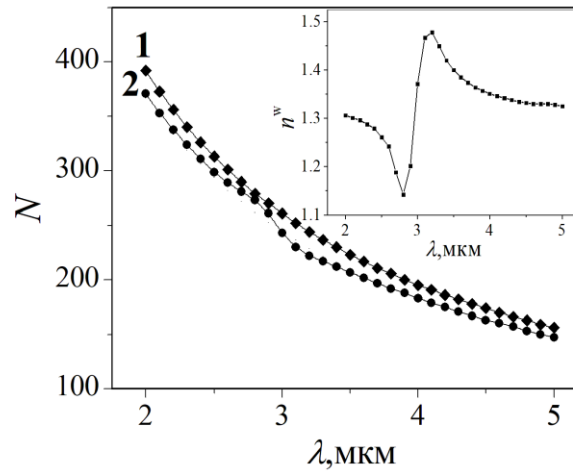
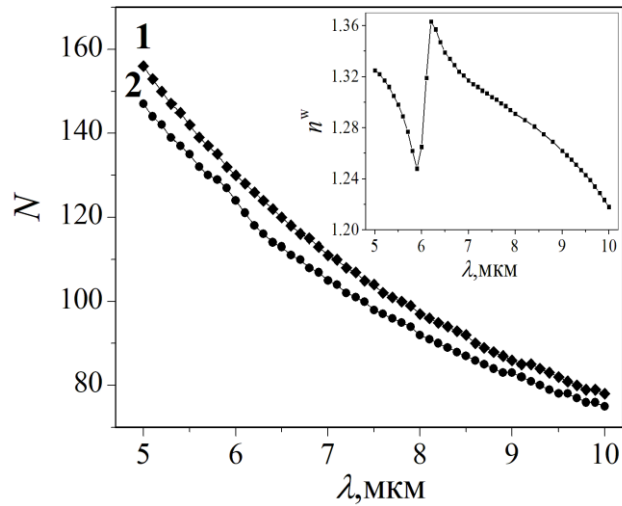


Рисунок 3.1. Блок-схема расчета параметров мод на заданной длине волны излучения при заданных оптических характеристиках исследуемой жидкости.  $V_c$  – значение параметра  $V$  на отсечке при  $n_c^i = 0$  и  $n_o^i = 0$ .

Для  $n_c^i$  возьмем значения, соответствующие воздуху ( $n_o = 1$ ) или действительной части показателя преломления воды (вставки к Рисунку 3.2). Как показано на Рисунке 3.2 на примере мод  $HE_{1m}$ , число мод в световоде уменьшается с ростом длины волны. Сравнивая число  $N$  мод  $HE_{1m}$  для воздуха (1) и для воды (2), можно заметить, что  $N$  больше в первом случае, чем во втором. Поскольку, как показано на Рисунке 2.2, действительная часть показателя преломления воды резко меняется вблизи полос поглощения с  $\lambda = 3$  мкм и  $\lambda = 6.09$  мкм [107], в областях нормальной и аномальной дисперсии воды происходит небольшая деформация зависимости  $N(\lambda)$ . Аналогичная деформация будет происходить и вблизи полос поглощения любой другой жидкости.



а



б

Рисунок 3.2. Спектральная зависимость числа мод  $HE_{1m}$  бесструктурного световода с  $R = 150$  мкм, находящегося в воздухе (1) и в воде (2), в области  $\lambda$ : а) 2 – 5 мкм; б) 5 – 10 мкм. Вставки: спектральная зависимость действительной части показателя преломления воды [107].

Кроме того, как отмечалось в Главе 1 со ссылкой на работу [105], условие отсечки моды несколько меняется, если мнимая часть показателя преломления оболочки отлична от нуля. Поэтому, строго говоря, при расчете числа мод световода в полосе поглощения исследуемой жидкости надо принимать во внимание как аномальную дисперсию показателя преломления, так и величину коэффициента поглощения. Следует также учитывать, что в световоде, погруженном в воду на конечной длине, на границе воздуха и воды могут возникнуть дополнительные потери вследствие перехода части мод с высокими



порядками через отсечку. Вклад этих эффектов зависит от условий возбуждения мод на торце многомодового световода. Как правило, при соосном вводе излучения в световод амплитуды мод самых высоких порядков пренебрежимо малы.

Таким образом, при использовании источника широкополосного излучения на каждой длине волны в многомодовом световоде распространяется разное число направляемых мод.

В связи с тем, что в литературе нет данных по спектральным зависимостям показателя преломления водного раствора ацетона в среднем ИК-диапазоне, при расчете числа мод в световоде, погруженном в раствор, для действительной части показателя преломления раствора в диапазоне длин волн 2 – 10 мкм будет использовано приближенное значение, определенное в п.3.1.

### **3.2.1. Параметр моды в оболочке и продольная постоянная распространения моды**

Для идентификации решений характеристического уравнения (1.13), удовлетворяющих условию Рейхарда (1.12), рассчитаем параметр в оболочке  $w^f$  для мод бесструктурного световода, погруженного в чистый ацетон или в чистую воду. Соответствующие решения должны находиться в области  $K_1$  с  $w^f > 0$  комплексной плоскости ( $w$ ) на Рисунке 1.2.

Если бы во внешней среде не было поглощения, значения параметра  $w^f$ , соответствующего направляемым модам световода, находились бы на положительной части действительной оси плоскости ( $w$ ). Значения  $w_{vm}^f$ , рассчитанные для мод  $TE_{0m}$ ,  $TM_{0m}$  и  $HE_{1m}$  на длине волны 8.18 мкм с заданным показателем преломления чистого ацетона, но без учета поглощения ( $n_o^i = 0$ ), показаны на Рисунке 3.3. В этом случае число направляемых мод  $HE_{1m}$  составляет  $N = 89$  (закрашенные квадраты), а моды с  $m > 89$  являются вытекающими и располагаются в области  $K_2$  с  $w^f < 0$  плоскости ( $w$ ).

Поскольку  $w^r$  уменьшается с ростом  $m$ , моды более высоких порядков имеют большую радиальную длину спада мощности моды (1.27) во внешней среде. При заданном  $m$  моды  $TM_{0m}$  имеют наименьшую величину  $w^r$  (Рисунок 3.3б), и соответственно, наибольшую радиальную длину спада мощности.

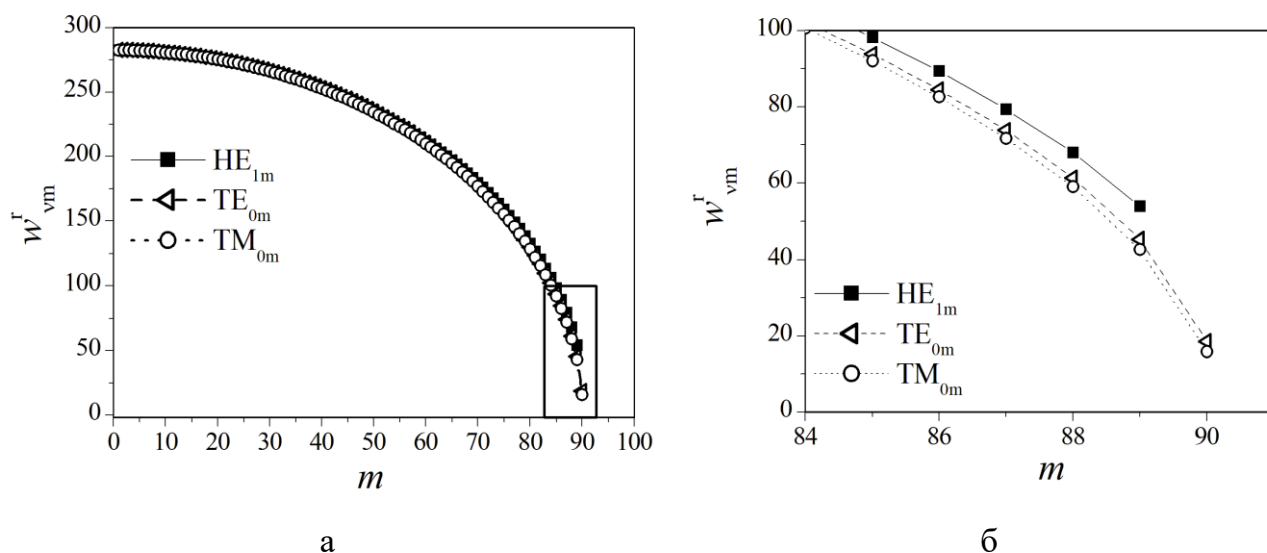


Рисунок 3.3. Действительная часть параметра моды в оболочке световода, погруженного в чистый ацетон, без учета поглощения ацетона, рассчитанная для мод  $HE_{1m}$ ,  $TE_{0m}$  и  $TM_{0m}$ . На рисунке (б) показана увеличенная область, выделенная прямоугольником на рисунке (а).  $\lambda = 8.18$  мкм.

На Рисунке 3.4 на примере мод  $HE_{1m}$  показано, что учет поглощения внешней среды приводит к возрастанию параметра  $w_{1m}^r$  для мод с  $m < 90$ . Кроме того, на заданной длине волны в решении уравнения (1.13) появляются новые корни, соответствующие модам, которые удовлетворяют условию Рейхарда (1.12). Так, моды  $HE_{1m}$  с  $m > 89$  имеют положительные значения  $w_{1m}^r$  (Рисунок 3.4, пустые символы), причем, число мод с  $w_{1m}^r > 0$  растет при увеличении  $n_o^i$ . Так, для  $n_a^i = 0.25$  (ацетон)  $N = 567$ , а для  $n_w^i = 0.03$  (вода)  $N = 163$ . Аналогичные результаты получены для мод  $TE_{0m}$  и  $TM_{0m}$ . Таким образом, отсечки мод сдвигаются в длинноволновую область, что согласуется с результатами работ [104,105].

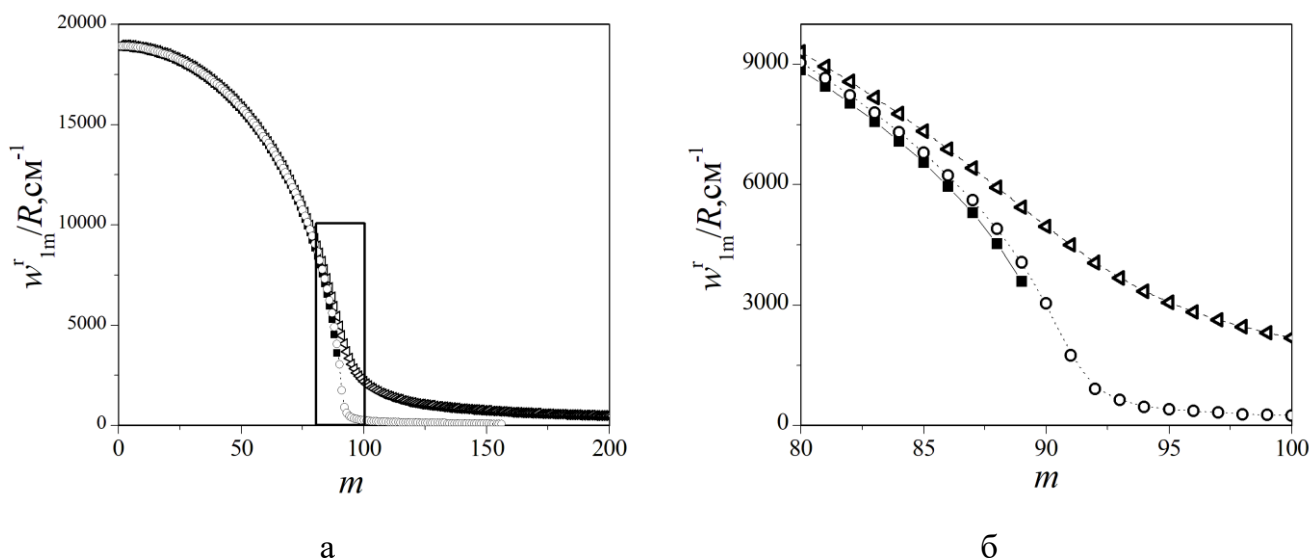


Рисунок 3.4. Действительная часть нормированного параметра моды в оболочке  $HE_{1m}$  мод без учета поглощения (закрашенные квадраты), с учетом поглощения чистого ацетона (пустые треугольники) и чистой воды (пустые кружки). На рисунке (б) показана увеличенная область, выделенная прямоугольником на рисунке (а).  $\lambda = 8.18$  мкм.

Рассчитаем радиальную длину  $L_{1m}^r$  спада мощности мод  $HE_{1m}$  по формуле (1.27). Как показано на Рисунке 3.5,  $L_{1m}^r$  заметно уменьшается у мод высоких порядков при  $m < 90$ , если учесть поглощение ацетона или воды.

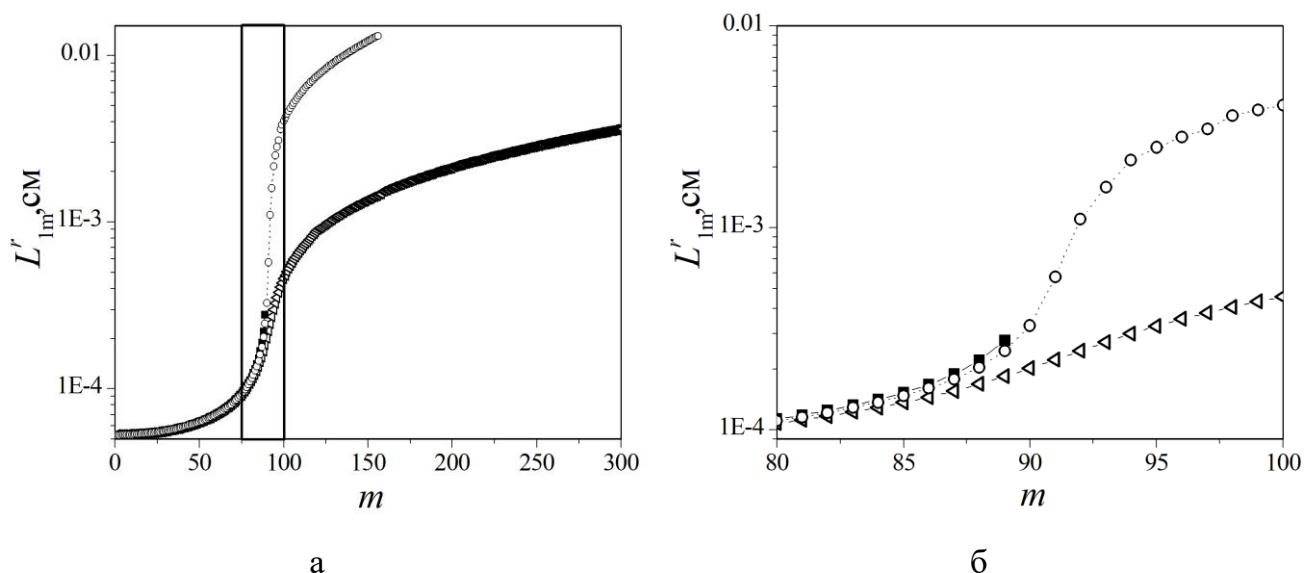


Рисунок 3.5. Радиальная длина спада мощности моды  $HE_{1m}$  без учета поглощения (закрашенные квадраты), с учетом поглощения чистого ацетона (пустые треугольники) и чистой воды (пустые кружки). На рисунке (б) показана увеличенная область, выделенная прямоугольником на рисунке (а).  $\lambda = 8.18$  мкм.

У мод с  $m > 89$  наблюдается рост значений  $L'_{1m}$  при увеличении порядка моды, и у мод с наибольшим порядком радиальная длина спада мощности достигает десятых долей миллиметра.

Построим рассчитанные значения параметров  $w$  и  $\beta$  мод  $HE_{1m}$  на комплексных плоскостях. На плоскости ( $w$ ), показанной на Рисунке 3.6а, полученные значения находятся в области направляемых мод световода (область  $K_1$  на Рисунке 1.2б). Значения  $\beta$ , показанные на Рисунке 3.6б, соответствуют области  $K_1$  на Рисунке 1.2а, которая является областью физических решений. Видно, что по мере уменьшения продольной постоянной распространения  $\beta^r$  при увеличении радиального порядка  $m$  моды происходит увеличение параметра  $\beta^i$ , описывающего уменьшение амплитуды поля моды вдоль оси световода. При этом уменьшается параметр  $w^r$ , описывающий спад амплитуды поля моды в оболочке в радиальном направлении и растет по величине радиальная постоянная распространения  $w^i/R$ .

Поскольку  $w^i/R < \beta^r$ , в оболочке волновой вектор направлен под малым углом  $\varphi = \arctg(|w^i|/(R \cdot \beta^r))$  к оси световода, причем, как показано, этот угол тем больше, чем выше порядок моды (Рисунок 3.6в).

У мод с  $m > 89$ , например, у моды с  $m = 300$ , величина  $\beta^i$  для ацетона достигает значений порядка  $60000 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует продольной длине затухания мощности (1.26) порядка нескольких нанометров.

Таким образом, моды с  $m > 89$  фактически не переносят энергии вдоль оси световода, хотя формально и являются решениями спектральной задачи, которые соответствуют направляемым модам. Поэтому в дальнейшем рассмотрении функционирования СЭ такие моды рассматриваться не будут.

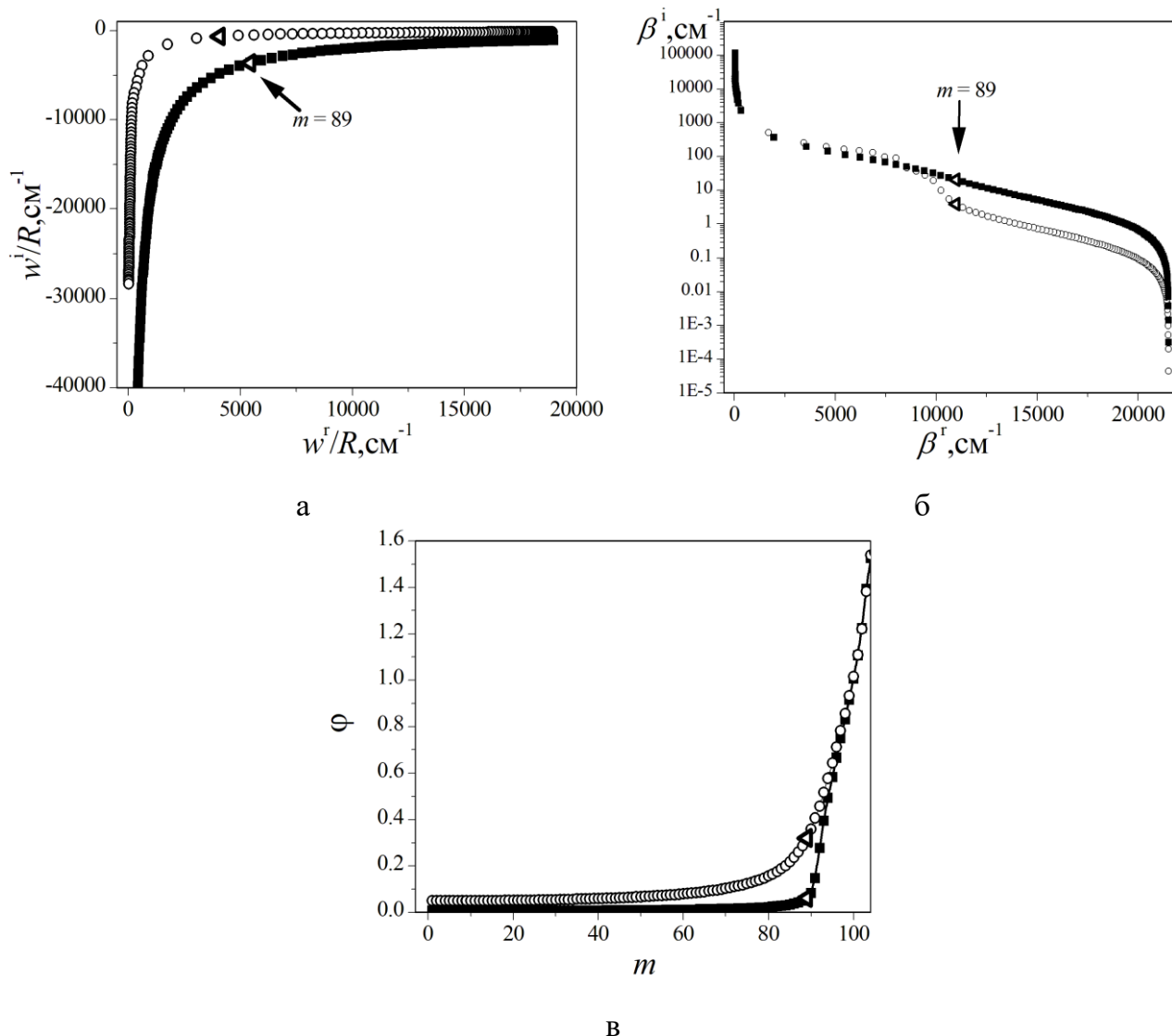


Рисунок 3.6. Действительная и мнимая части: нормированного параметра моды  $\text{HE}_{1m}$  в оболочке (а) и продольной постоянной распространения моды  $\text{HE}_{1m}$  (мнимая часть в логарифмическом масштабе) (б); угол волнового вектора моды  $\text{HE}_{1m}$  (в), рассчитанные для чистого ацетона (закрашенные квадраты), для чистой воды (пустые кружки). Мода с  $m = 89$  обозначена пустым треугольником.  $\lambda = 8.18$  мкм.

На Рисунке 3.7 представлены коэффициенты затухания мощности  $\eta_{vm}$  вдоль оси световода, рассчитанные для  $\text{HE}_{1m}$ ,  $\text{TE}_{0m}$  и  $\text{TM}_{0m}$  мод разных порядков при разных радиусах сердцевины световода, погруженного в ацетон или в воду. Число мод определялось без учета поглощения во внешней среде ( $n_o^i = 0$ ). При заданном  $m$  величина  $\eta_{vm}$  больше у мод световода с меньшим  $R$  (Рисунок 3.7а) и при заданном  $R$  больше у мод  $\text{TM}_{0m}$ , имеющих большую радиальную длину спада мощности в оболочке (Рисунок 3.5), чем у мод  $\text{HE}_{1m}$  и  $\text{TE}_{0m}$ .

На Рисунке 3.7в показаны  $\eta_{vm}$  для мод  $HE_{vm}$  световода с разными азимутальными порядками. Видно, что при заданном  $m$  величина  $\eta_{vm}$  больше у мод с большим  $v$ .

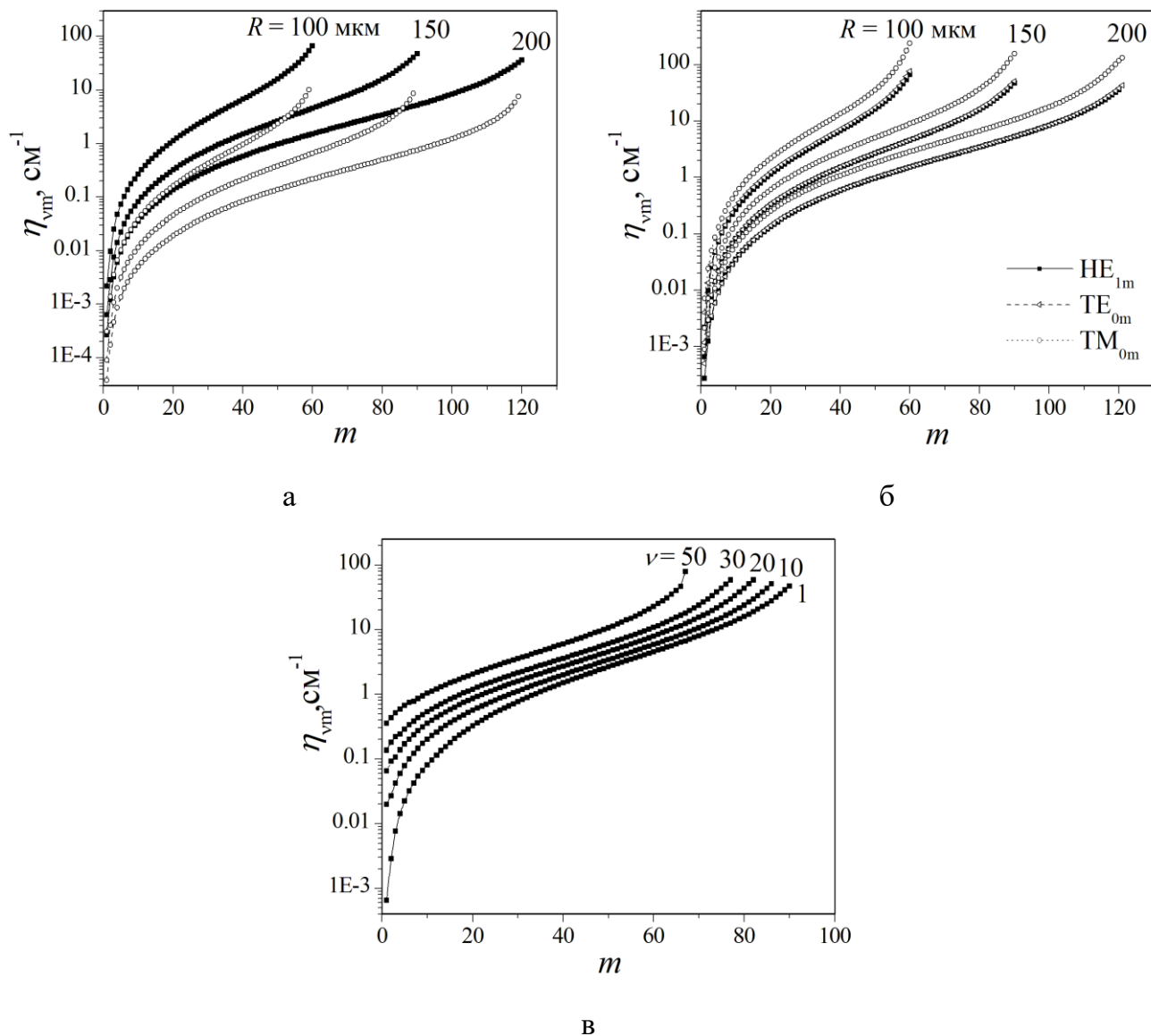


Рисунок 3.7. Коэффициент затухания мощности (в логарифмическом масштабе), рассчитанный при разных радиальных порядках: а) для мод  $HE_{1m}$  при разных радиусах сердцевины световода, погруженного в ацетон (закрашенные квадраты), воду (пустые кружки); б) для мод  $HE_{1m}$  (закрашенные квадраты), мод  $TE_{0m}$  (пустые треугольники), мод  $TM_{0m}$  (пустые кружки) световода с разными радиусами сердцевины, погруженного в ацетон; в) для мод  $HE_{vm}$  световода с  $R = 150$  мкм, погруженного в ацетон.  
 $\lambda = 8.18$  мкм.

Рассчитаем продольную длину  $L_{vm}$  затухания мощности моды по формуле (1.26). На Рисунке 3.8 представлены значения  $L_{vm}$ , полученные для мод  $HE_{vm}$  световода, погруженного в ацетон или в воду. Величина  $L_{vm}$  уменьшается при

увеличении  $m$  и/или  $\nu$ . В многомодовом световоде моды с меньшим  $m$  распространяются на большие расстояния (например, для моды  $HE_{1m}$  в рассматриваемом случае  $L_{1m} = 1552$  см), в то время как моды самых высоких порядков затухают на длинах менее 1 мм. При меньшем радиусе сердцевины световода мощность моды с заданными порядками затухает на меньшей длине.

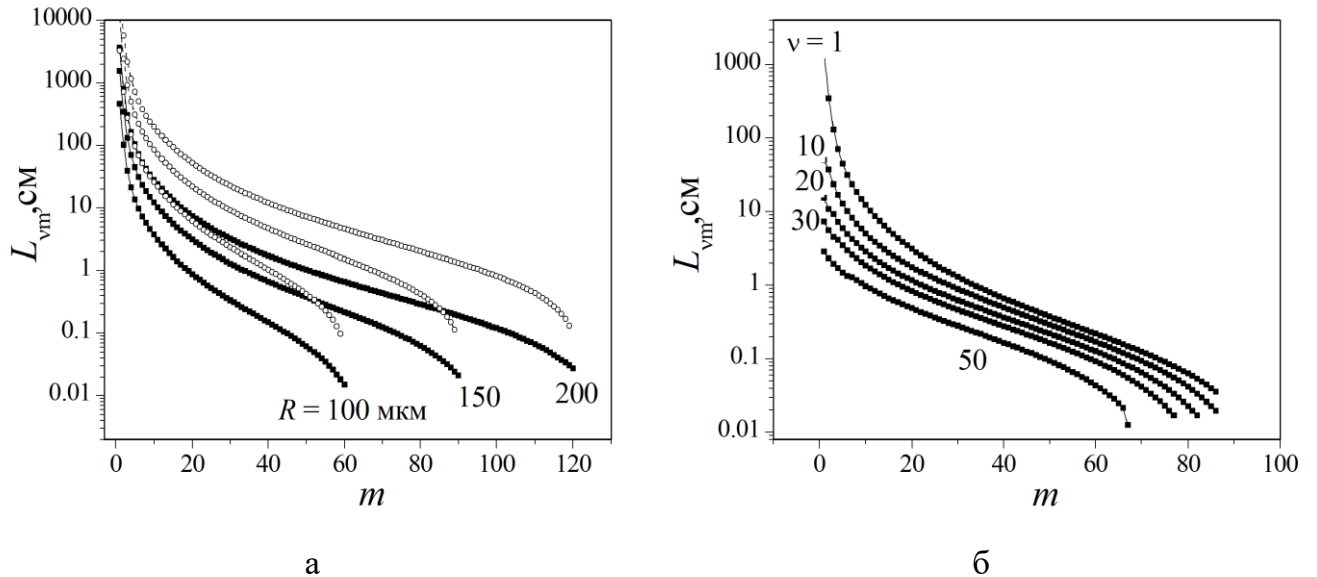


Рисунок 3.8. Продольная длина затухания мощности моды (в логарифмическом масштабе), рассчитанная для разных радиальных порядков: а) для  $HE_{1m}$  мод световода, погруженного в ацетон (закрашенные квадраты), воду (пустые кружки) при разных радиусах сердцевины; б) для  $HE_{\nu m}$  мод световода с  $R = 150$  мкм, погруженного в ацетон, при разных азимутальных порядках.  $\lambda = 8.18$  мкм.

### 3.2.2. Доля мощности в оболочке и плотность потока мощности моды

Оценим влияние поглощения на долю мощности моды во внешней среде. Вначале рассчитаем долю  $\rho_0$  мощности излучения в оболочке по формуле (1.246) для разных типов мод бесструктурного световода в ацетоне без учета поглощения. Как показано на Рисунке 3.9, у мод заданного типа  $\rho_0$  растет с  $m$ . С учетом поглощения доля мощности каждой моды в оболочке становится меньше. Для мод заданного типа, как показано на Рисунке 3.7, коэффициент затухания мощности растет с  $m$ , а параметр  $w_{1m}^r$ , как показано на Рисунке 3.3, уменьшается с  $m$ . Поэтому можно заключить, что величина коэффициента затухания мощности больше у мод заданного типа, имеющих большую долю мощности в оболочке, и

большую радиальную длину спада мощности во внешней среде (глубина проникновения моды в среду).

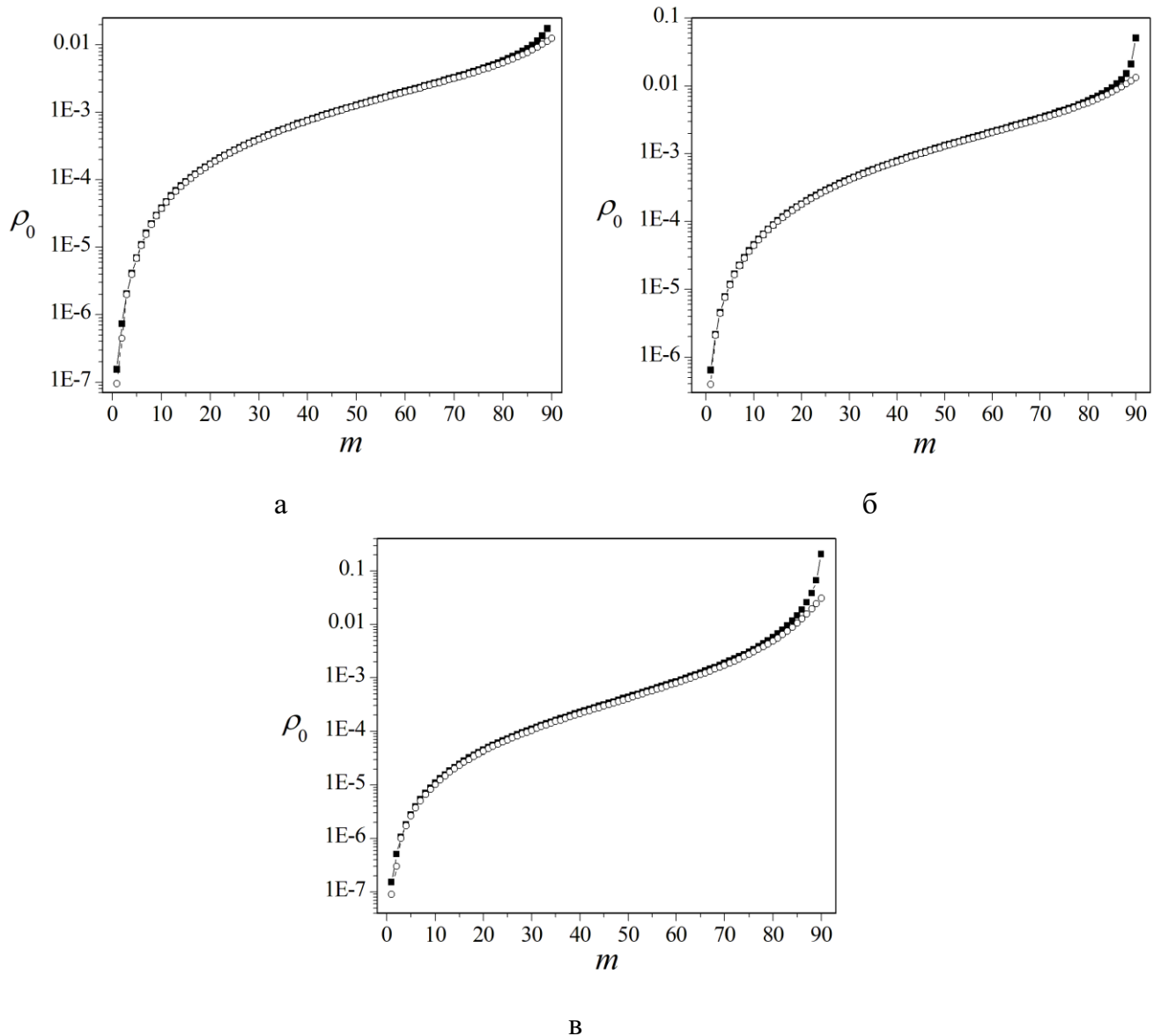


Рисунок 3.9. Доля мощности излучения (в логарифмическом масштабе) в оболочке световода с  $n_c = 2.8$  и  $n_o = 1.35$  в зависимости от радиального порядка моды  $HE_{1m}$  (а),  $TE_{0m}$  (б) и  $TM_{0m}$  (в), рассчитанная без учета поглощения (закрашенные квадраты), с учетом поглощения чистого ацетона (пустые кружки).  $\lambda = 8.18$  мкм.  $R = 150$  мкм.

Для сравнения  $\rho_o$  у мод разного типа рассмотрим результаты, полученные для всех типов мод без учета поглощения (Рисунок 3.10а) и с учетом поглощения (Рисунок 3.10б). Сравнение результатов показывает, что доля мощности моды в оболочке при  $m < 80$  у мод  $TM_{0m}$  меньше, а при  $m > 80$  больше, чем у мод  $HE_{1m}$  и  $TE_{0m}$ , как с учетом, так и без учета поглощения.



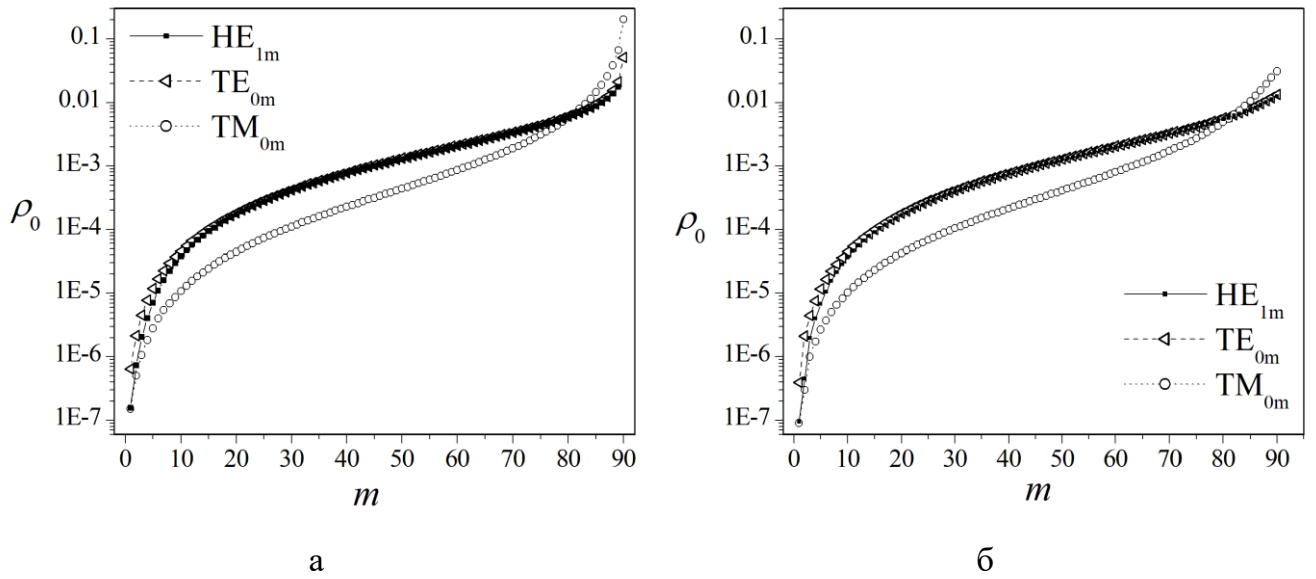
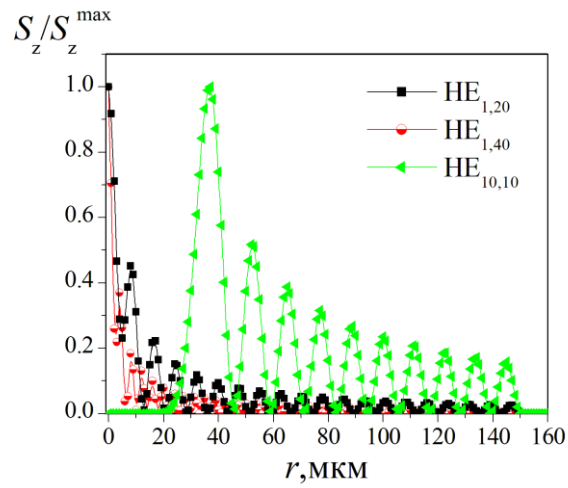


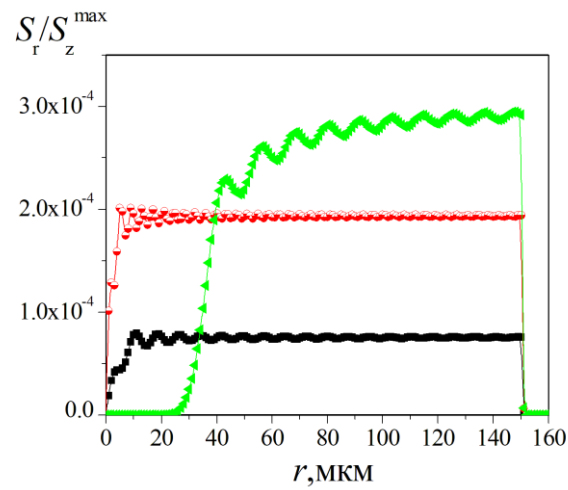
Рисунок 3.10. Доля мощности излучения (в логарифмическом масштабе) в оболочке световода с  $n_c = 2.8$  и  $n_o = 1.35$  в зависимости от радиального порядка мод  $HE_{1m}$ ,  $TE_{0m}$  и  $TM_{0m}$ , рассчитанная без учета поглощения (а), с учетом поглощения чистого ацетона (б).  $\lambda = 8.18$  мкм.  $R = 150$  мкм.

При наличии поглощения во внешней среде, поперечные компоненты потока мощности  $S_r$  и  $S_\varphi$  (1.22) становятся ненулевыми в плоскости поперечного сечения световода. На Рисунке 3.11 показаны продольная и поперечные компоненты плотности потока мощности мод  $HE_{vm}$ , нормированные на максимальную величину  $S_z^{\max}$  продольной компоненты, рассчитанные для световода, погруженного в чистый ацетон, для полосы поглощения с  $\lambda = 8.18$  мкм.

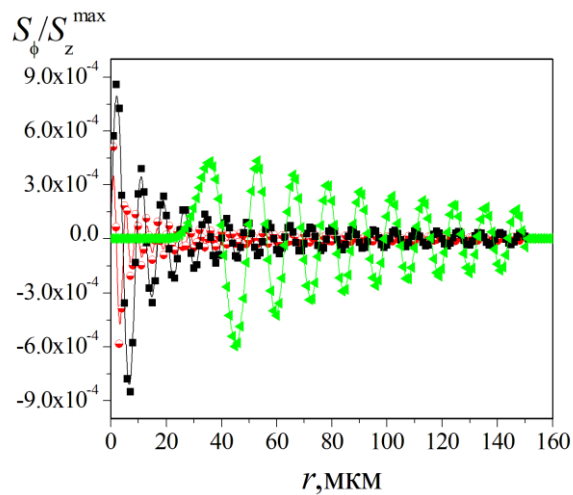
Видно, что в сердцевине световода поперечные компоненты плотности потока мощности на 3 - 4 порядка меньше, чем продольные компоненты даже при довольно большом коэффициенте поглощения внешней среды. Величины всех трех компонент резко спадают до нулевых значений вблизи поверхности световода во внешней среде и равны нулю при  $r \rightarrow \infty$ . Отметим, что компонента  $S_r$  имеет положительные значения в плоскости поперечного сечения, т.е. поток направлен от оси световода к его поверхности, что обусловлено поглощением излучения во внешней среде. Таким образом поддерживается постоянная форма поперечного профиля моды.



а



б



в

Рисунок 3.11. Продольная (а), радиальная (б) и азимутальная (в) компоненты плотности потока мощности, рассчитанные для мод  $HE_{1,20}$ ,  $HE_{1,40}$ ,  $HE_{10,10}$  в поперечном сечении световода с  $R = 150$  мкм при нулевом азимутальном угле цилиндрической системы координат.

Поглощение в оболочке приводит к перераспределению энергии волны в поперечном сечении световода. В каждой точке поперечного сечения происходит уменьшение потока мощности  $\sim \exp(-\eta \cdot z)$  вдоль оси световода. В отличие от вытекающей моды, поле которой растет на бесконечности в поперечном сечении в связи с вытеканием энергии волны из сердцевины в оболочку, поле направляемой моды спадает в поглощающей среде в радиальном направлении, что указывает на отсутствие радиационных потерь при распространении моды.

На Рисунке 3.12 показаны пространственные распределения компонент плотности потока мощности в поперечном сечении световода, рассчитанные для  $HE_{1m}$  мод с  $m=1$  (а), 3 (б) в программе COMSOL Multiphysics.

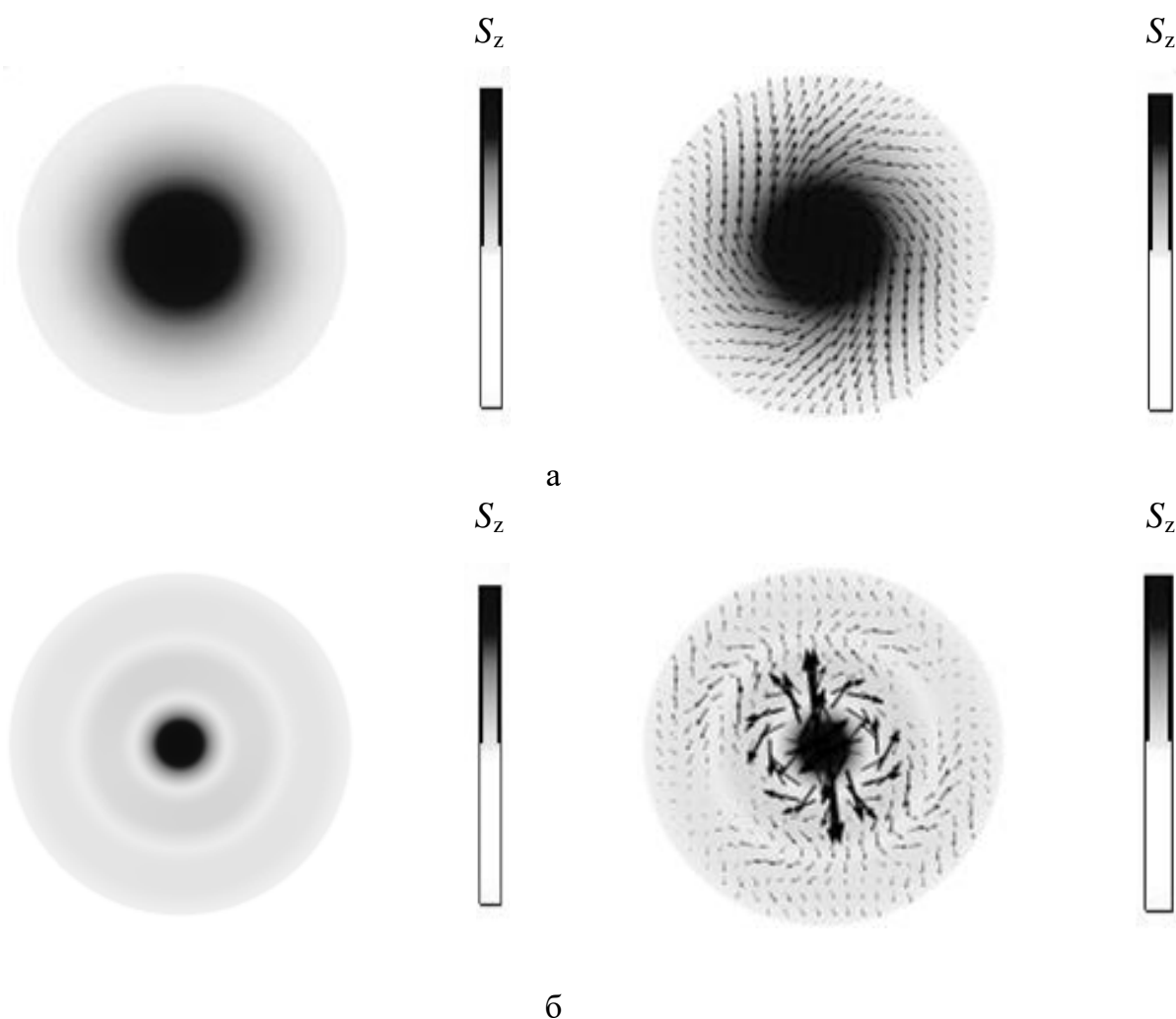


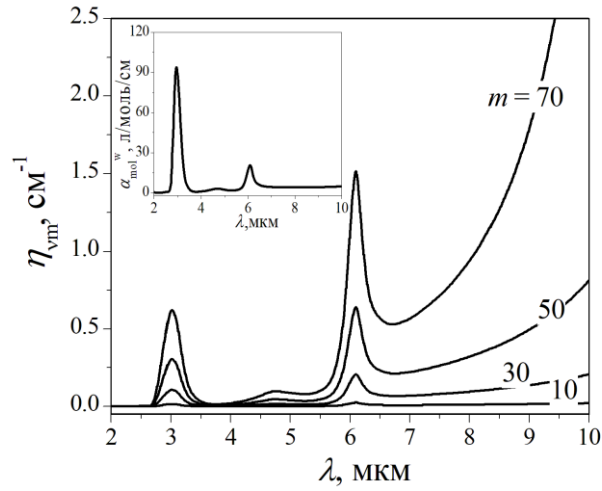
Рисунок 3.12. Продольная компонента плотности потока мощности (пр.е.) моды  $HE_{11}$  (а),  $HE_{13}$  (б) при  $n_o = 1$  (левый столбец) и  $n_o = n_o^r + i \cdot n_o^i$  (правый столбец),  $n_o^r = 1.35$ ,  $n_o^i = 0.25$ ,  $\lambda = 8.18$  мкм. Стрелки указывают направление вектора поперечной компоненты  $\vec{S}_r + \vec{S}_\varphi$  плотности потока мощности.

Поскольку при распространении направляемой моды в световоде, находящемся в поглощающей среде, радиационные потери отсутствуют, мощность излучения на выходном торце световода определяется уменьшением продольной компоненты потока мощности излучения вследствие поглощения в этой среде.

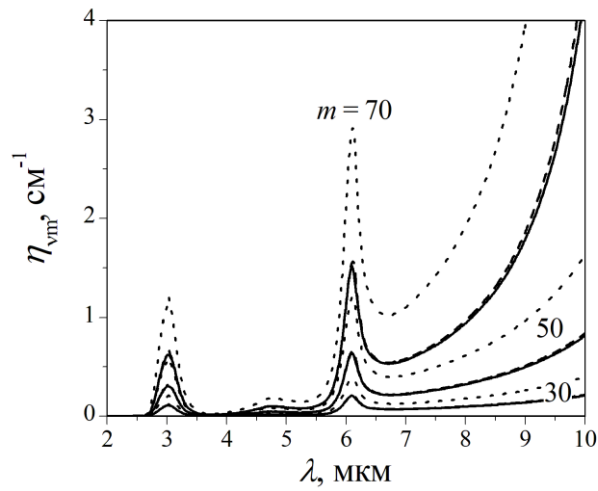
### 3.2.3. Спектральная зависимость продольных коэффициентов затухания мощности мод

Как было показано в п.3.2.1, продольный коэффициент затухания мощности моды в световоде растет при увеличении коэффициента поглощения внешней среды и имеет бóльшие значения для мод с меньшими значениями  $w^r$ . Из теории волоконных световодов [53] известно, что  $w^r$  уменьшается при уменьшении параметра  $V$ , определяемого по формуле (1.8). Поскольку  $V \sim \lambda^{-1}$ , для световода с заданным профилем показателя преломления и радиусом сердцевины следует ожидать, что коэффициент затухания мощности моды будет расти с  $\lambda$ . Эти особенности нашли отражение в спектральной зависимости коэффициентов затухания мощности, рассчитанных для мод световода из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  с  $R = 150$  мкм, погруженного в чистую воду (Рисунок 3.13а,б) и в чистый ацетон (Рисунок 3.13в). На вкладках к рисункам показаны спектры молярного поглощения воды и ацетона. Сравнение с этими спектрами показывает, что продольный коэффициент затухания мощности каждой моды больше в области полос поглощения и заметно растет с длиной волны даже в области слабого поглощения жидкости. Видно, что отношение значений  $\eta_{vm}$  не соответствует отношению молярных коэффициентов поглощения в максимумах полос поглощения. На заданной длине волны величина  $\eta_{vm}$  значительно больше у  $\text{TM}_{0m}$  мод, чем у мод другого типа.

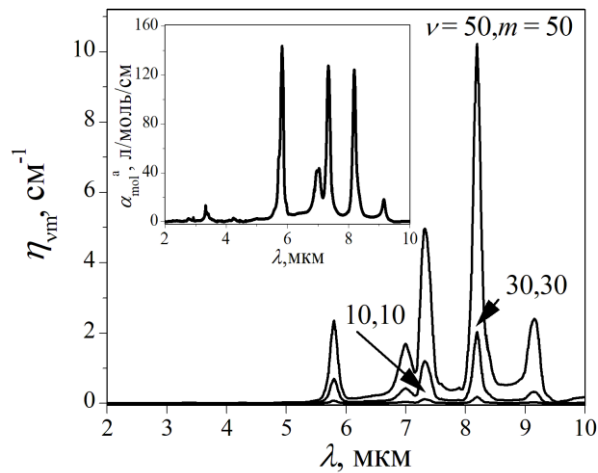
Таким образом, продвижение в длинноволновую область позволяет увеличить коэффициенты затухания мощности у мод с относительно низкими радиальными или азимутальными порядками.



а



б



в

Рисунок 3.13. Спектральная зависимость продольного коэффициента затухания мощности: а) мод  $HE_{1m}$  световода, погруженного в чистую воду. Вкладка: спектральная зависимость молярного коэффициента поглощения воды; б) мод  $HE_{1m}$  (сплошная линия), мод  $TE_{0m}$  (штриховая линия), мод  $TM_{0m}$  (пунктирная линия) световода, погруженного в чистую воду; в) мод  $HE_{vm}$  световода, погруженного в чистый ацетон. Вкладка: спектральная зависимость молярного коэффициента поглощения ацетона.  $R = 150$  мкм.

### 3.3. Выходные характеристики сенсорного элемента на основе регулярного бесструктурного световода

Воспользуемся результатами решения спектральной задачи и проведем вычислительный эксперимент по исследованию выходных характеристик СЭ: диапазона измеряемых значений концентрации раствора, чувствительности и предела обнаружения вещества в растворе. Поскольку в лабораторном эксперименте неполяризованное излучение теплового источника вводилось в световод соосно, световой поток в фокальной плоскости длиннофокусной линзы на входном торце световода предполагался равномерно распределенным в плоскости поперечного сечения световода и слабо расходящимся. В этом случае, как известно [53], в световоде возбуждаются преимущественно моды с низкими азимутальными и радиальными порядками ( $HE_{1m}$ ,  $TE_{0m}$  и  $TM_{0m}$  моды).

Для каждой отдельной моды, согласно (1.32) зависимость поглощательной способности от длины СЭ является линейной, как и в случае плоской волны, распространяющейся в объемном образце однородной поглощающей среды. На Рисунке 3.14а показаны зависимости  $A_{1m}(L)$  для отдельных мод  $HE_{1m}$ , рассчитанные для регулярного бесструктурного световода, погруженного в водный раствор ацетона с концентрацией  $C_{mol} = 20\%$  (мольная доля, выраженная в процентах (см. Приложение)). Видно, что крутизна линий растет при увеличении  $m$  соответственно увеличению продольного коэффициента затухания мощности моды. Для сравнения показаны результаты измерений (треугольники), представленные ранее на Рисунке 2.8а. Видно, что линия, соединяющая экспериментальные точки, не является линейной, и ее наклон уменьшается с ростом  $L$ .

На Рисунке 3.14б показана зависимость  $A_{1N}(L)$ , рассчитанная по формуле (1.36) для суммы  $N$  мод. Видно, что при  $N < 10$  эта зависимость близка к линейной, а при больших  $N$  крутизна кривых постепенно уменьшается при увеличении  $L$ , как и в результатах измерений (треугольники). Такой характер зависимости связан с тем, что, как показано на Рисунке 3.8, моды более высоких

порядков имеют продольные длины затухания мощности значительно меньше, чем основная мода и моды низких порядков. При увеличении  $L$  уменьшается вклад высших мод, имеющих большую крутизну, и растет вклад мод с низкими порядками, имеющих меньшую крутизну зависимости  $A_{1m}(L)$  (Рисунок 3.14а).

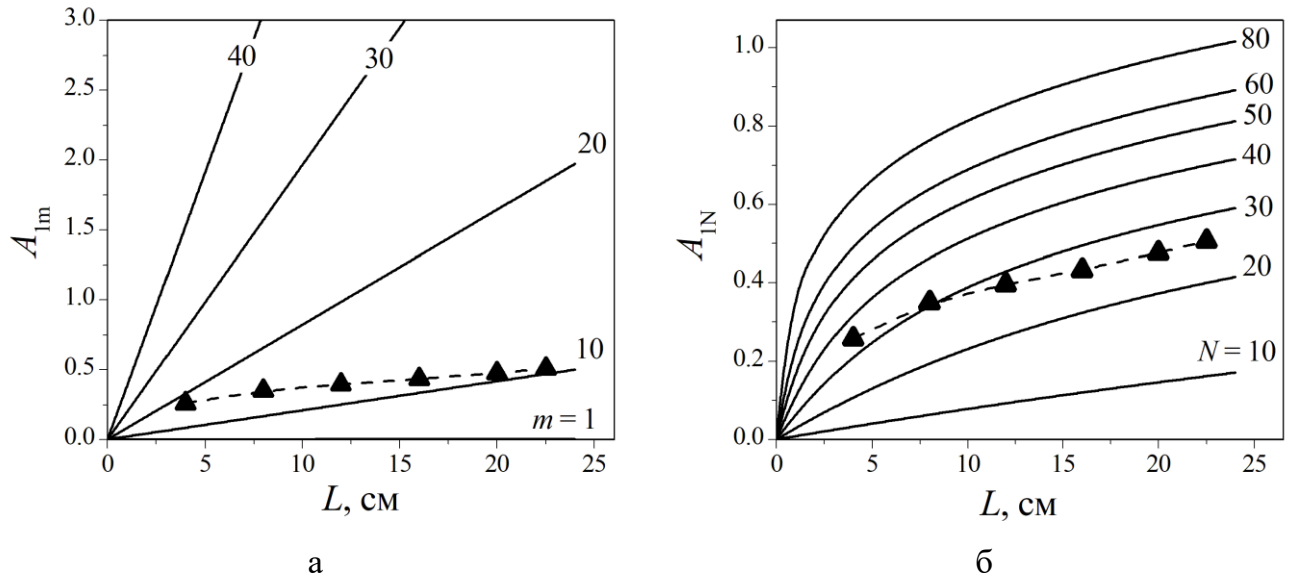


Рисунок 3.14. Поглощательная способность в зависимости от длины СЭ, рассчитанная для отдельных мод  $HE_{1m}$  (а), для суммы  $N$  мод  $HE_{1m}$  (б). Результаты измерений показаны треугольниками.  $\lambda = 8.18$  мкм,  $C_{mol} = 20\%$ .  $R = 150$  мкм.

Отметим, что в реальных условиях, если торец волокна равномерно освещается световым пучком, соосным оси волокна, входная мощность не распределяется поровну между модами: амплитуды мод высших порядков в этом случае меньше, чем амплитуда основной моды. Экспериментальная зависимость на Рисунке 3.14б имеет несколько меньшую крутизну, чем кривые  $A_{1N}(L)$ , поскольку в расчетах по условию ввода Б завышен вклад высших мод.

Построим калибровочные графики в виде зависимости  $A_{1m}(C_{mol})$  при фиксированной длине СЭ для условия ввода А (п.1.4) и в виде зависимости  $A_{1N}(C_{mol})$  для условия ввода Б (п.1.4). Поскольку в полосе поглощения ацетона с  $\lambda = 8.18$  мкм молярный коэффициент поглощения у воды намного меньше, чем у ацетона (Таблица 1), поглощательная способность растет с концентрацией ацетона (Рисунок 3.15). Наклон кривых на Рисунке 3.15а, полученных для отдельных мод СЭ с  $L = 8$  см, увеличивается с ростом  $m$ . Как показано в Таблице 3, продольная длина затухания мощности у мод с  $m > 30$  при  $C_{mol} = 20\%$

не превышает 2 см, а пропускание меньше 0.1. У мод с  $m > 40$  длина затухания меньше 1 см и мощность на выходном торце световода очень мала (пропускание меньше 0.001). При условии ввода Б поглощательная способность растет с увеличением числа мод (Рисунок 3.15б). Рассчитанная поглощательная способность хорошо согласуется с результатами измерений (треугольники) при  $N = 30$  в области  $C_{\text{mol}} > 10\%$  и имеет бóльшую крутизну при меньших концентрациях, поскольку в расчетах по условию ввода Б завышен вклад высших мод.

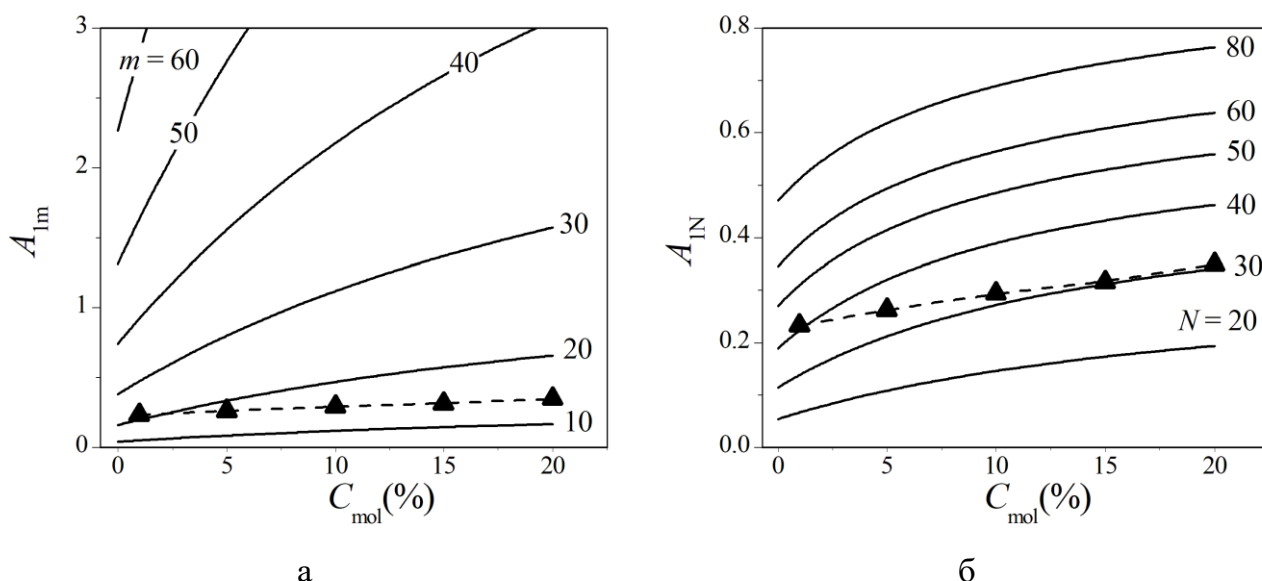


Рисунок 3.15. Поглощательная способность в зависимости от концентрации ацетона, рассчитанная: для отдельных мод  $HE_{1m}$  (а), для суммы  $N$  мод  $HE_{1m}$  (б). Результаты измерений показаны треугольниками.  $\lambda = 8.18$  мкм,  $L = 8$  см.  $R = 150$  мкм.

Из анализа Рисунков 3.14б и 3.15б можно сделать вывод, что в эксперименте с тепловым источником на входном торце световода возбуждались преимущественно  $HE_{1m}$  моды с  $m < 30$ , что подтверждается небольшой крутизной экспериментальных зависимостей.

### 3.3.1. Диапазон измеряемых значений концентрации раствора

Оценим диапазон измеряемых значений концентрации водного раствора ацетона по графику зависимости пропускания СЭ от концентрации ацетона  $C_{\text{mol}}$  (%), отложенной в логарифмическом масштабе.



Вначале рассчитаем пропускание СЭ на основе регулярного световода с  $R = 150$  мкм согласно условию ввода А. На Рисунке 3.16а большее пропускание соответствует модам  $HE_{1m}$  с меньшим  $m$ , имеющим меньший коэффициент затухания мощности. В зависимости  $\tau_{1m}(\log(C_{mol}))$ , можно выделить две области, разделенные значением  $C_{mol} \sim 1\%$ , в которых эта зависимость близка к линейной.

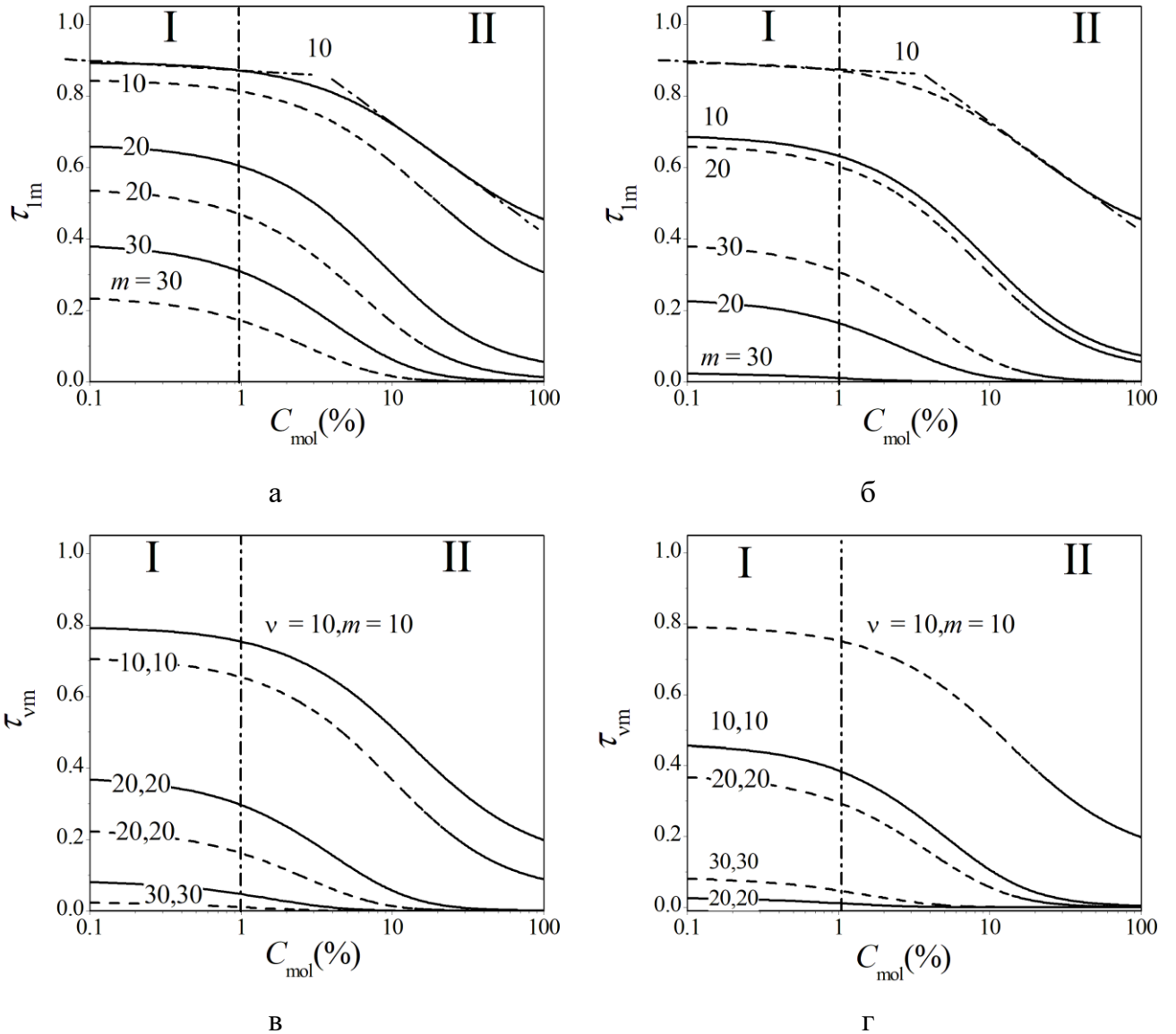


Рисунок 3.16. Пропускание СЭ в зависимости от концентрации ацетона ( $C_{mol}$  в логарифмическом масштабе), рассчитанное при условии ввода А: при  $R = 150$  мкм,  $L = 8$  см (сплошная линия), 12 см (штриховая линия) для мод  $HE_{1m}$  (а) и мод  $HE_{vm}$  с  $v \neq 1$  (в); при  $L = 8$  см,  $R = 100$  мкм (сплошная линия), 150 мкм (штриховая линия) для мод  $HE_{1m}$  (б) и мод  $HE_{vm}$  с  $v \neq 1$  (г);  $\lambda = 8.18$  мкм.

Область I соответствует пропусканию при малых концентрациях, причем, для мод с  $m < 10$  пропускание здесь близко к единице и практически не зависит от  $C_{mol}$ . При увеличении  $m$  крутизна кривых в области I несколько возрастает.

Линейные участки в области II имеют бóльшую крутизну, чем в области I, причем, интервал концентраций, соответствующий линейному участку зависимости  $\tau_{1m}(\log(C_{mol}))$ , с ростом  $m$  и при увеличении  $L$  смещается в область меньших  $C_{mol}$ .

На Рисунке 3.16б показана зависимость пропускания СЭ, рассчитанная для мод  $HE_{1m}$  при  $L = 8$  см и разных значениях  $R$ . Для моды с заданным  $m$  пропускание тонкого волокна меньше, чем толстого, поскольку, как показано на Рисунке 3.7, коэффициент затухания мощности моды больше в волокне с меньшим  $R$ . Так, при  $C_{mol} = 1\%$  пропускание моды с  $m = 30$  составляет менее 0.01 в волокне с  $R = 100$  мкм и 0.3 в волокне с  $R = 150$  мкм. В области I крутизна кривых практически не зависит от  $R$ . При заданном  $L$  крутизна линейного участка в области II может как возрастать, так и уменьшаться при изменении  $R$  в зависимости от радиального порядка моды, что обусловлено отношением длины СЭ и продольных длин  $L_{vm}$  затухания мощности мод, которые приводятся в Таблице 3.

Таблица 3. Продольная длина затухания мощности мод  $HE_{vm}$ ,  $L_{vm}$ (см)

$R, \text{мкм}$	$C_{mol}, \%$	$HE_{1,10}$	$HE_{1,15}$	$HE_{1,20}$	$HE_{1,25}$	$HE_{1,30}$	$HE_{10,10}$	$HE_{20,20}$	$HE_{30,30}$	$HE_{50,50}$
100	1	21.2	9.2	4.95	2.9	1.89	8.3	1.79	0.55	-
	20	6.35	2.7	1.49	0.8	0.57	2.56	0.54	0.16	-
	100	3.73	1.63	0.87	0.52	0.33	1.49	0.31	0.098	-
150	1	66.6	31.5	17.4	10.8	7.3	28.5	6.57	2.62	0.52
	20	20.8	9.5	5.2	3.2	2.21	8.52	1.98	0.79	0.15
	100	12.5	5.6	3.12	1.93	1.3	5	1.17	0.46	0.09
200	1	158.4	74.2	41.6	26.4	18	66.6	15.7	6.68	1.91
	20	47.6	22.4	12.6	8	5.4	20	4.76	2	0.57
	100	28	13.18	7.4	4.7	3.22	11.7	2.77	1.17	0.33

Так, в световоде с  $R = 150$  мкм для моды с  $m = 20$  при изменении концентрации от 1% до 100% величина  $L_{1,20}$  уменьшается от 17.4 см до 3.12 см. Для СЭ с  $L = 8$  см величина  $L/L_{1,20}$  изменяется, соответственно, от 0.45 до 2.56. В случае моды с  $m = 30$ , когда  $L/L_{1,30}$  изменяется от 1.09 до 6.15, динамический диапазон сокращается из-за сильного затухания мощности моды при  $C_{mol} > 10\%$

(при  $C_{\text{mol}} = 20\%$  величина  $L/L_{1,30}$  равна 3.6). При  $L_{1m} \gg L$ , что имеет место в области I для мод низких порядков ( $m < 10$ ,  $L/L_{1,10} = 0.12$  при  $C_{\text{mol}} = 1\%$  и  $L = 8$  см),  $\tau_{1m}$  слабо зависит от концентрации ацетона. Наклон кривых растет при увеличении  $m$ , поскольку при  $C_{\text{mol}} = 1\%$  величина  $L_{vm}$  уменьшается и становится сравнимой по величине с  $L$ .

Если вся входная мощность распространяется в одной моде  $HE_{vm}$  с  $v \neq 1$ , крутизна графиков на линейных участках как в области I, так и в области II может быть больше или меньше, чем крутизна кривых для мод  $HE_{1m}$ . На Рисунке 3.16в в областях I и II кривые для моды  $HE_{10,10}$  обладают бóльшей крутизной в сравнении с кривыми для мод  $HE_{1,10}$  на Рисунке 3.16а. Это объясняется уменьшением длины затухания мощности  $L_{vm}$  с возрастанием азимутального и радиального порядка моды. Так, при  $C_{\text{mol}} = 1\%$  длина затухания мощности моды  $HE_{10,10}$  составляет 28.5 см, так что  $L/L_{10,10} = 0.28$  и 0.42 при  $L = 8$  см и 12 см, соответственно.

Кривые для мод  $HE_{20,20}$  и  $HE_{30,30}$  в области II имеют меньший наклон, чем моды  $HE_{1m}$  с  $m = 20, 30$ , поскольку при  $C_{\text{mol}} = 1\%$   $L_{20,20} = 6.57$  см, а  $L_{30,30} = 2.62$  см, что соответствует случаю  $L_{vm} \ll L$  во всем диапазоне концентраций. При этом при  $L = 8$  см  $L/L_{20,20}$  меняется от 1.2 до 6.8, а  $L/L_{30,30}$  от 3 до 17.3.

На Рисунке 3.16г представлена зависимость пропускания СЭ с  $L = 8$  см и разных значениях  $R$ , рассчитанная для  $HE_{vm}$  мод с  $v \neq 1$ . Как и в случае  $HE_{1m}$  мод, пропускание узкого волокна меньше, чем широкого, и моды с большими  $v$  и  $m$  сильнее затухают на такой длине в волокне с  $R = 100$  мкм, так как имеют меньшие длины затухания мощности (при  $C_{\text{mol}} = 1\%$   $L_{10,10} = 8.3$  см и  $L_{20,20} = 1.79$  см (Таблица 3)). При  $C_{\text{mol}} = 1\%$ ,  $L/L_{10,10} = 0.96$  и  $L/L_{20,20} = 4.46$ . В волокне с  $R = 150$  мкм при  $C_{\text{mol}} = 1\%$   $L_{10,10} = 28.5$  см и  $L_{20,20} = 6.57$  см, при этом  $L/L_{10,10} = 0.28$  и  $L/L_{20,20} = 1.22$ .

Таким образом, для каждой моды можно подобрать длину СЭ и радиус сердцевины световода, которые позволяют проводить измерения в требуемом интервале концентраций раствора. Зависимость  $\tau_{vm}(\log(C_{\text{mol}}))$  имеет наибольшую крутизну и длину линейного участка в области II, когда в заданном интервале концентраций отношение длины СЭ к продольной длине затухания мощности

моды  $L/L_{vm}$  составляет величину  $\approx 0.5 - 2$ . Поэтому чем выше радиальный и/или азимутальный порядки моды, тем меньше длина СЭ, при которой можно получить наибольшую крутизну кривых в области II. В области малых концентраций  $C_{mol} < 1\%$  зависимость  $\tau_{vm}(\log(C_{mol}))$  имеет наибольшую крутизну, если при  $C_{mol} = 1\%$  величина  $L/L_{vm} \approx 0.5 - 2$ .

Рассчитаем пропускание СЭ на основе регулярного световода с  $R = 150$  мкм согласно условию ввода Б при разном числе мод  $HE_{1m}$ . На Рисунке 3.17а видно, что крутизна линейных участков в областях I и II в зависимостях  $\tau_{1N}(\log(C_{mol}))$ , построенных для суммы  $HE_{1m}$  мод, растет при увеличении числа мод  $N$ . Отметим, что в области I основной вклад в изменение пропускания вносят моды с большими  $m$ , поскольку моды низких порядков слабо затухают при малых концентрациях ацетона. При увеличении  $C_{mol}$  вклад мод низких порядков растет.

Сравним рассчитанные значения  $\tau_{1N}$  со значениями нормированного пропускания, измеренного в Главе 2 (обозначены символами на Рисунке 3.17а,б). Видно, что значения пропускания и крутизна зависимостей, полученных в эксперименте, согласуется с результатами, полученными в расчетах для числа мод от 30 до 40. На калибровочном графике 3.17б результаты расчетов и измерений хорошо согласуются в интервале концентраций  $1\% < C_{mol} < 20\%$ . Поэтому можно сделать вывод, что при  $L = 8$  см и  $L = 12$  см число  $HE_{1m}$  мод, возбуждавшихся на торце волокна в лабораторном эксперименте, было менее 30 – 40, что согласуется с условиями эксперимента, когда пучок теплового излучения, сфокусированный длиннофокусной линзой, вводился в световод соосно. В этом случае на входном торце возбуждаются фундаментальная мода и моды с низкими  $m$ . Однако, следует учитывать, что распределение мощности излучения между модами на торце не является равномерным, как предполагается в условиях ввода Б. Поэтому в расчетах вклад мод высоких порядков, имеющих меньшие амплитуды, несколько завышен.

Рассчитаем пропускание СЭ на основе световода с  $R = 150$  мкм согласно условию ввода В. В области I на Рисунке 3.17в выборка высших мод  $HE_{1m}$  позволяет несколько увеличить крутизну линейного участка. В области II кривые

для выборки мод с  $N = 10, M = 15$  и  $N = 20, M = 25$  имеют больший наклон, чем для мод с  $N = 10$  и  $N = 20$  на Рисунке 3.17а. Выборки мод более высоких порядков ( $N = 30, M = 40$ ) приводят к уменьшению пропускания и крутизны кривых при значениях  $L = 8$  см и 12 см, но при меньших  $L$  можно получить для этих выборок характеристики с большой крутизной. Согласно полученным результатам, крутизна зависимостей  $\tau_{vNM}(C_{mol})$  определяется тем, насколько длина СЭ больше или меньше продольных длин затухания мощности мод выборки (Таблица 3).

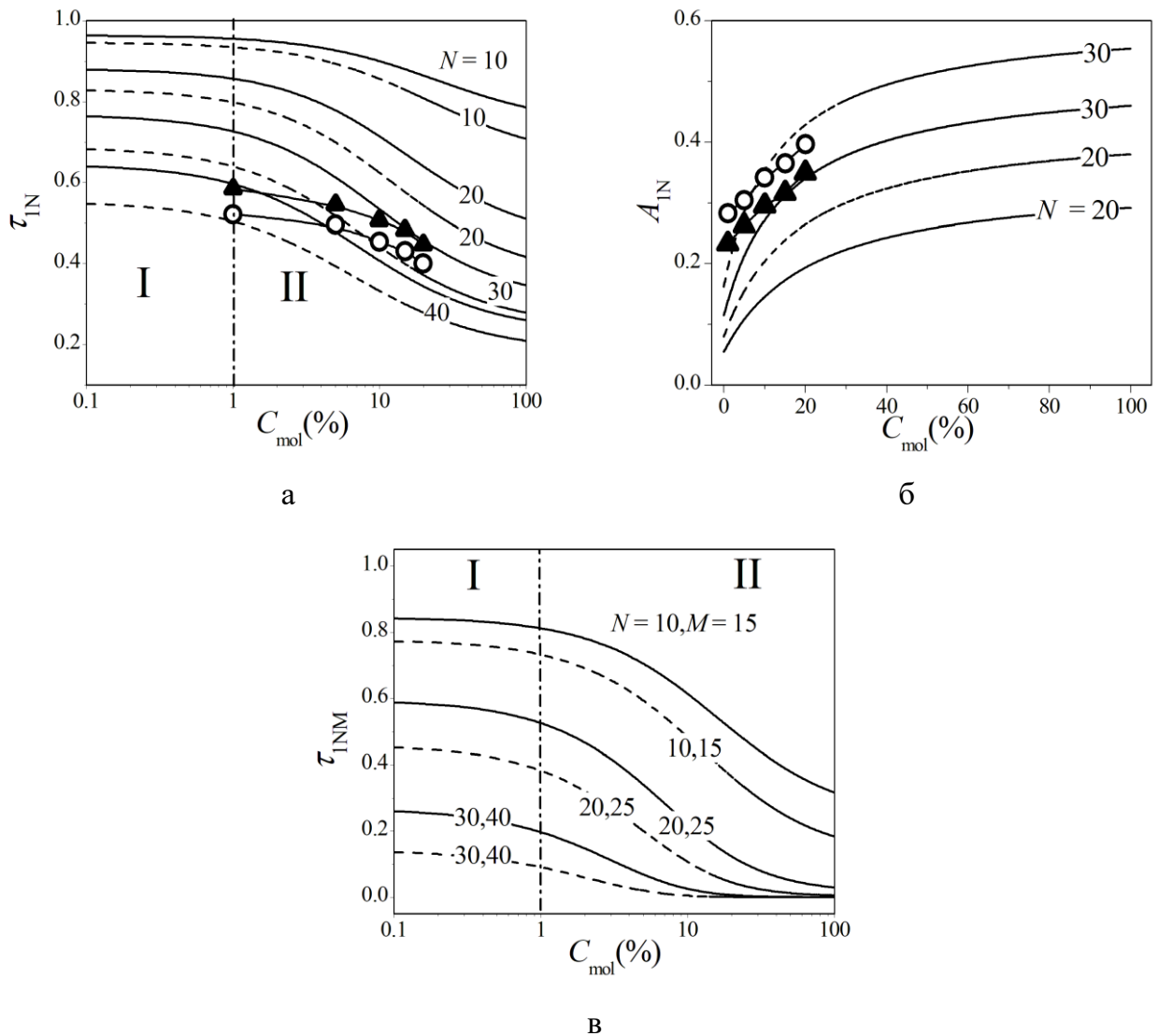


Рисунок 3.17. Пропускание СЭ в зависимости от концентрации ацетона ( $C_{mol}$  в логарифмическом масштабе), рассчитанное при условии ввода Б:  $R = 150$  мкм,  $L = 8$  см (сплошная линия), 12 см (штриховая линия) для мод  $HE_{1m}$  (а); при условии ввода В,  $R = 150$  мкм,  $L = 8$  см (сплошная линия), 12 см (штриховая линия) для мод  $HE_{1m}$  (в). Поглощательная способность СЭ в зависимости от концентрации ацетона, рассчитанная при условии ввода Б при  $R = 150$  мкм,  $L = 8$  см (сплошная линия), 12 см (штриховая линия) для мод  $HE_{1m}$  (б). Символами обозначены результаты измерений при  $L = 8$  см (треугольники), 12 см (кружки).  $\lambda = 8.18$  мкм.

Возбуждение выборки мод высоких порядков позволяет получить калибровочный график с большой крутизной при малой длине СЭ.

### 3.3.2. Чувствительность

Рассчитаем чувствительность СЭ для мод  $HE_{1m}$  по формуле (1.33) при условии ввода А. Величина  $S_{1m}$  для каждой моды уменьшается с ростом  $C_{mol}$  (Рисунок 3.18а, б).

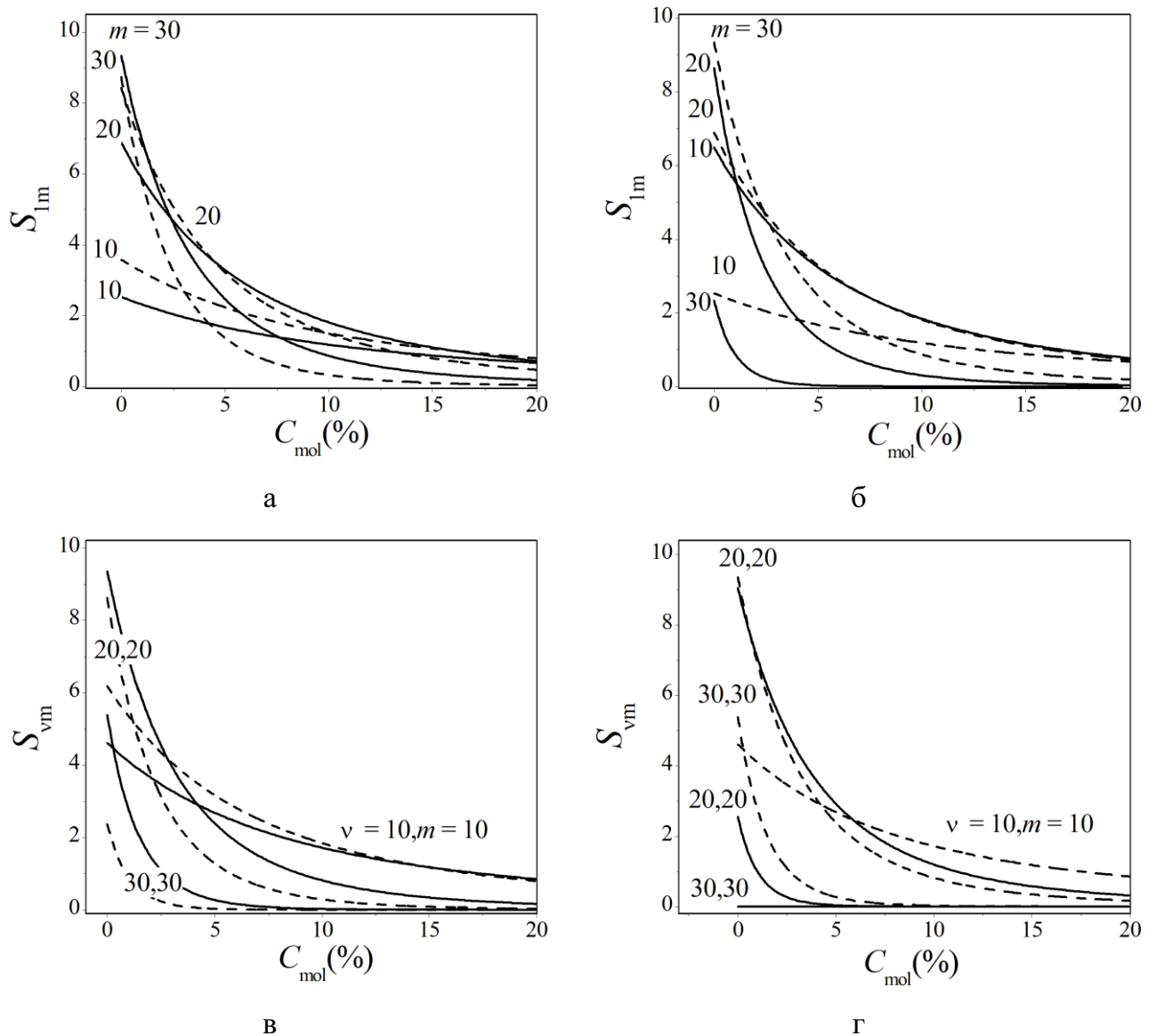


Рисунок 3.18. Чувствительность СЭ в зависимости от концентрации ацетона, рассчитанная при условии ввода А при  $R = 150 \mu m$ ,  $L = 8 \text{ см}$  (сплошная линия),  $12 \mu m$  (штриховая линия) для мод  $HE_{1m}$  (а) и мод  $HE_{vm}$  с  $v \neq 1$  (в); при  $L = 8 \text{ см}$ ,  $R = 100 \mu m$  (сплошная линия),  $150 \mu m$  (штриховая линия) для мод  $HE_{1m}$  (б) и мод  $HE_{vm}$  с  $v \neq 1$  (г).  $\lambda = 8.18 \mu m$ .

Поскольку при малых концентрациях ( $C_{\text{mol}} < 1\%$ , область I на Рисунке 3.16) моды низких порядков практически не затухают на рассматриваемых длинах СЭ,  $S_{1m}$  здесь выше для мод  $HE_{1m}$  с бóльшими  $m$  (Рисунок 3.18а, б). Для мод низких порядков ( $m = 10$  на Рисунке 3.18а) увеличение  $L$  приводит к увеличению  $S_{1m}$ , а для мод высоких порядков ( $m = 30$  на Рисунок 3.18а), - наоборот, к уменьшению  $S_{1m}$ . Для моды с  $m = 20$  видно, что при  $C_{\text{mol}} < 5\%$   $S_{1m}$  больше, а при  $C_{\text{mol}} > 5\%$ , - меньше в СЭ большей длины.

Такие особенности объясняются тем, что длина затухания мощности у моды  $HE_{1,10}$  во всем диапазоне концентраций больше, а у моды  $HE_{1,30}$  - меньше длины СЭ (Таблица 3). В случае моды  $HE_{1,20}$  длина затухания мощности при малых  $C_{\text{mol}}$  превышает  $L$ , а при больших  $C_{\text{mol}}$  становится меньше  $L$ . При малых концентрациях наибольшая чувствительность СЭ получена для моды  $HE_{1,30}$  с  $L_{1,30} = 7.3$  см при  $C_{\text{mol}} = 1\%$  (Таблица 3) при  $L/L_{1,30} = 1.09$ . Эта величина соответствует максимуму функции  $x \cdot \exp(-x)$ , которая описывает зависимость чувствительности (1.33) от параметра  $L/L_{vm}$  в предположении, что коэффициент затухания мощности прямо пропорционален  $C_{\text{mol}}$ .

При уменьшении радиуса сердцевины, как было показано в п.3.2.1, растут коэффициенты затухания мощности (и уменьшаются продольные длины затухания мощности) каждой моды с заданными порядками. На Рисунке 3.18б видно, что  $S_{1m}$  больше для моды с  $m = 10$  в СЭ на основе более узкого волокна, а для моды с  $m = 30$  - меньше, поскольку при  $R = 100$  мкм эта мода с  $L_{1,30} = 1.89$  см сильно затухает на длине  $L = 8$  см даже при малых  $C_{\text{mol}}$ , при этом  $L/L_{1,30} \approx 4.23$ . Для моды с  $m = 20$  величина  $S_{1m}$  при малых  $C_{\text{mol}}$  уменьшается с ростом  $R$ , а при больших  $C_{\text{mol}}$  - увеличивается, что связано с отношением длины СЭ и длины затухания мощности моды при заданной концентрации ацетона (Таблица 3). Так, при  $R = 100$  мкм,  $L/L_{1,20} = 1.61$  и  $L/L_{1,20} = 5.36$  при  $C_{\text{mol}} = 1\%$  и  $C_{\text{mol}} = 20\%$ , соответственно. При  $R = 150$  мкм,  $L/L_{1,20} = 0.45$  и  $L/L_{1,20} = 1.53$  при  $C_{\text{mol}} = 1\%$  и  $C_{\text{mol}} = 20\%$ .

Рассчитаем чувствительность СЭ, когда вся входная мощность распространяется в одной  $HE_{vm}$  моде с  $v \neq 1$ . Как показано на Рисунке 3.18в,

величина  $S_{20,20}$  превышает величину  $S_{30,30}$  во всем диапазоне концентраций ацетона, при этом  $S_{20,20}$  и  $S_{30,30}$  имеют большие значения при  $L = 8$  см, чем при  $L = 12$  см. Так, при  $L = 8$  см,  $L/L_{20,20}$  меняется от 1.21 до 6.83, а  $L/L_{30,30}$  от 3.05 до 17.3. При  $L = 12$  см  $L/L_{20,20}$  меняется от 1.82 до 10.25, а  $L/L_{30,30}$  от 4.58 до 26. При  $C_{\text{mol}} < 15\%$  возрастает величина  $S_{10,10}$  с  $L/L_{10,10} = 0.42$  и  $L/L_{10,10} = 1.4$  при  $C_{\text{mol}} = 1\%$  и  $C_{\text{mol}} = 20\%$ , соответственно, и  $L = 12$  см (Рисунок 3.18в). Увеличение концентрации до значений  $C_{\text{mol}} > 15\%$ , приводит к увеличению  $S_{10,10}$  при  $L = 8$  см.

У мод  $HE_{20,20}$  и  $HE_{30,30}$  при  $C_{\text{mol}} = 100\%$ ,  $R = 100$  мкм и  $L = 8$  см, отношение  $L/L_{20,20} = 25.8$ ,  $L/L_{30,30} = 81.6$ . При  $R = 150$  мкм при той же длине  $L$  и концентрации  $C_{\text{mol}} = 100\%$ , отношение  $L/L_{20,20} = 6.83$ ,  $L/L_{30,30} = 17.4$ . При этом, как видно из Рисунок 3.18г, чувствительность больше в СЭ на основе световода с большим  $R$ . При  $C_{\text{mol}} < 5\%$ , для моды  $HE_{20,20}$  световода с  $R = 150$  мкм чувствительность больше, а при возрастании  $C_{\text{mol}}$  становится меньше, чем для моды  $HE_{1,20}$  (Рисунок 3.18б).

В световоде с  $R = 100$  мкм чувствительность меньше для мод  $HE_{30,30}$  и  $HE_{20,20}$ , чем для мод  $HE_{1,20}$  и  $HE_{1,30}$  во всем диапазоне концентраций ацетона. При  $L = 8$  см,  $L/L_{1,20}$  меняется от 1.61 до 9.2, а  $L/L_{1,30}$  от 4.23 до 24.4, при том, что  $L/L_{20,20}$  меняется от 4.46 до 25.8, а  $L/L_{30,30}$  от 14.5 до 81.6. При  $L = 12$  см,  $L/L_{1,20}$  меняется от 2.42 до 13.8, а  $L/L_{1,30}$  от 6.3 до 36.3.

Таким образом, высокая чувствительность может быть получена при условии, что длина СЭ соотносится с продольной длиной затухания мощности моды, распространяющейся в световоде, как  $L/L_{\text{vm}} \approx 0.5 - 2$  для всех концентраций исследуемого вещества в заданном интервале, что соответствует области максимума функции  $x \cdot \exp(-x)$ . В области малых концентраций должно выполняться условие  $L/L_{\text{vm}} \approx 0.5 - 2$  при  $C_{\text{mol}} = 1\%$ .

Рассчитаем чувствительность СЭ по формулам (1.37) и (1.40) при условиях ввода Б и В. На Рисунке 3.19а для суммы  $N$  мод показано, что при заданном  $C_{\text{mol}}$  чувствительность СЭ растет при увеличении  $N$ , и в особенности, в области низких концентраций. На Рисунке 3.19б при условии ввода В показано, что использование выборок мод с  $N = 10, M = 15$  и  $N = 20, M = 25$  для измерений в



области концентраций  $C_{\text{mol}} = 1 - 20\%$  позволяет повысить чувствительность в 2 раза по сравнению с чувствительностью, соответственно, для сумм мод с  $N = 10$  и  $N = 20$  на Рисунке 3.19а, а в области концентрации  $C_{\text{mol}} < 1\%$ , - почти в 4 раза. Увеличение порядков мод в выборке ( $N = 30, M = 40$ ) в СЭ с  $L = 8$  см позволяет существенно увеличить чувствительность СЭ в области малых  $C_{\text{mol}}$  (Рисунок 3.19б), а при увеличении  $C_{\text{mol}}$  чувствительность резко падает, так как уменьшаются длины затухания мощности мод (Таблица 3).

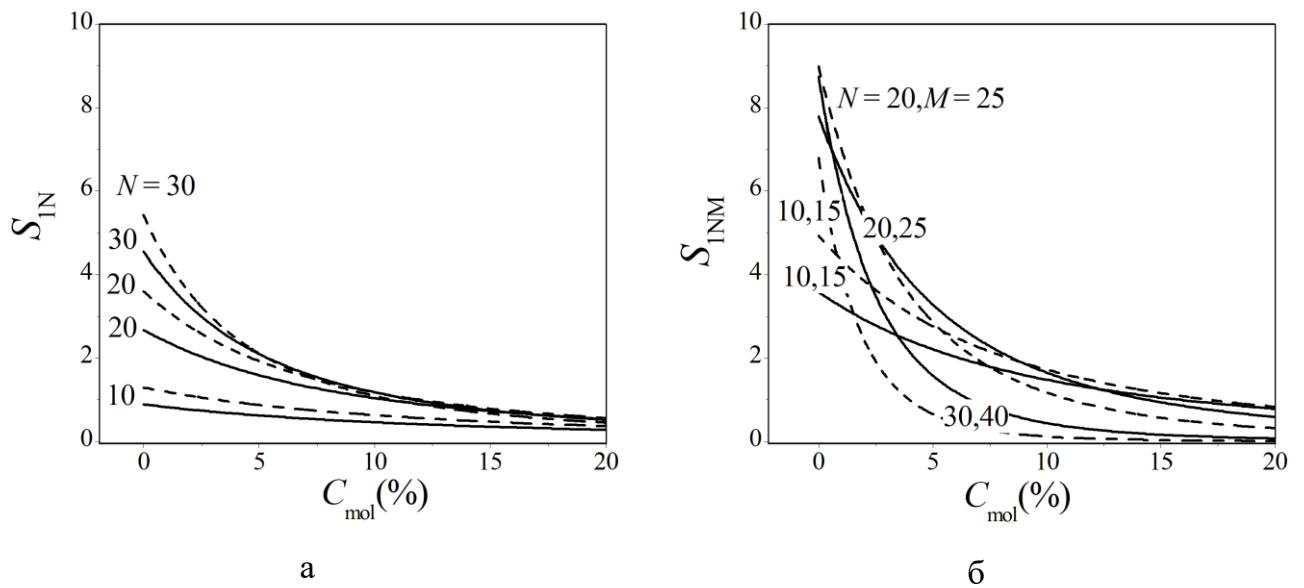


Рисунок 3.19. Чувствительность СЭ в зависимости от концентрации ацетона, рассчитанная: при условии ввода Б для суммы  $N$  мод  $\text{HE}_{1m}$  при  $R = 150$  мкм,  $L = 8$  см (сплошная линия), 12 см (штриховая линия) (а); при условии ввода В для выборки мод  $\text{HE}_{1m}$  с  $m$  от  $N$  до  $M$  при  $R = 150$  мкм,  $L = 8$  см (сплошная линия), 12 см (штриховая линия) (б).  $\lambda = 8.18$  мкм.

### 3.3.3. Предел обнаружения вещества в растворе

В среднем ИК-диапазоне поглощение излучения жидкой водой происходит на всех длинах волн, а не только в области основных полос поглощения, соответствующих колебаниям связей в молекуле воды. Так, в измеренное пропускание 1% водного раствора ацетона в полосе поглощения с  $\lambda = 8.08$  мкм на Рисунке 2.7а дают вклад как поглощение ацетона, так и воды. Обычно при обработке спектров, вклад отдельной компоненты раствора в кювете определяется путем деления полного измеренного пропускания на вклад пропускания других

компонент. Выясним, подходит ли такой метод для задач волоконной эванесцентной спектроскопии.

Рассчитаем полное пропускание  $\tau_{vm}$  для моды  $HE_{1,20}$  волоконного СЭ в водном растворе ацетона при условии ввода А, а также произведение рассчитанных отдельно пропускания воды  $\tau_{vm}^w$  и пропускания ацетона  $\tau_{vm}^a$  при заданных концентрациях в растворе. Как показано на Рисунке 3.20, при  $L > 5$  см  $\tau_{vm} \neq \tau_{vm}^w \cdot \tau_{vm}^a$ . Поэтому метод определения пропускания исследуемого вещества в растворе путем деления полного пропускания на пропускание других компонент раствора, строго говоря, не подходит для обработки спектров пропускания СЭ на основе волоконного световода.

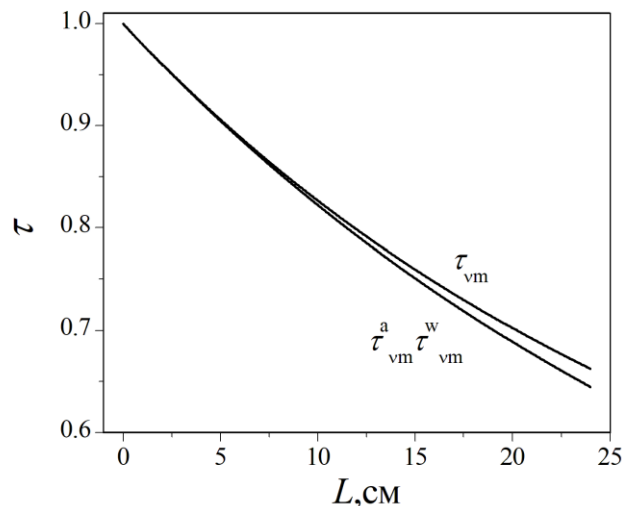


Рисунок 3.20. Полное пропускание, рассчитанное для моды  $HE_{1,20}$  регулярного бесструктурного световода с  $R = 150$  мкм, погруженного в водный раствор ацетона, и произведение рассчитанных отдельно пропускания воды  $\tau_{vm}^w$  и пропускания ацетона  $\tau_{vm}^a$  в зависимости от длины СЭ.  $C_{mol} = 1\%$ ,  $\lambda = 8.18$  мкм.

Предел обнаружения ацетона в воде можно оценить через определение вклада пропускания ацетона в полное пропускание раствора следующим образом. На Рисунке 3.21 показаны измеренные спектры пропускания водного раствора ацетона при концентрации  $C_{mol} = 1\%$  в СЭ с  $L = 8$  см и  $L = 20$  см, показанные ранее на Рисунке 2.7а. Вклад ацетона можно определить как нормированную на полное пропускание разность пропускания  $\tau^w$  воды, определенного вне полосы

поглощения ацетона, и полного пропускания  $\tau$  при заданной концентрации ацетона:  $\Delta\tau^a = (\tau^w - \tau) / \tau$ . Для  $\lambda = 8.18$  мкм на Рисунке 2.7а  $\Delta\tau^a \sim 0.045 - 0.05$ .

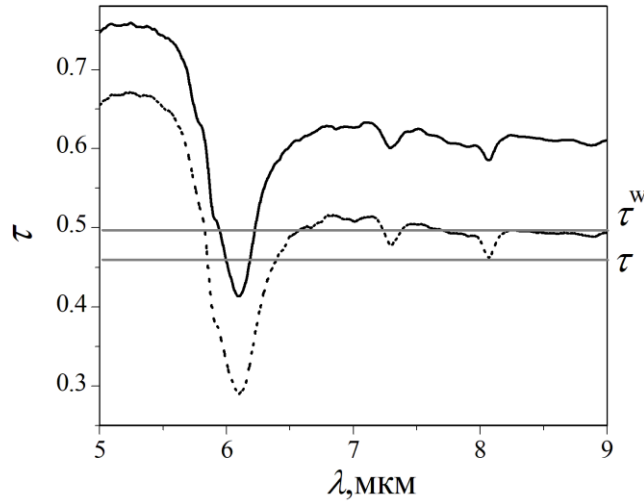


Рисунок 3.21. Измеренные спектры пропускания водного раствора ацетона при концентрации ацетона  $C_{\text{mol}} = 1\%$ ,  $L = 8$  см (сплошная линия),  $L = 20$  см (пунктирная линия).  $R = 150$  мкм.

Проведем расчет предела обнаружения для отдельных мод световода, воспользовавшись формулой (1.34), и построим нормированный вклад  $\Delta\tau_m^a$  ацетона в пропускание СЭ в зависимости от концентрации. Как показано на Рисунке 3.22, в области малых концентраций  $\Delta\tau_{vm}^a$  растет линейно с  $C_{\text{mol}}$ . Предел обнаружения ацетона можно определить следующим образом. Если отношение сигнал/шум в спектрофотометре позволяет измерять, например, изменение пропускания  $\sim 0.01$ , то предел обнаружения ацетона определяется по пересечению линий  $\Delta\tau_{1m}^a(C_{\text{mol}})$  и  $\Delta\tau_{1m}^a = 0.01$  (горизонтальная штрихпунктирная линия на Рисунке 3.22). Значение  $C_L$ , отмеченное вертикальной штрихпунктирной линией, является пределом обнаружения ацетона для моды с заданными порядками.

Как показано на Рисунке 3.22а и Рисунке 3.22б, наклон линий  $\Delta\tau_{1m}^a(C_{\text{mol}})$  больше у мод, имеющих высокие радиальные порядки. Для  $\text{HE}_{1m}$  мод с  $m > 20$  можно получить  $C_L < 0.1\%$ . Увеличение  $L$  позволяет уменьшить  $C_L$ , что согласуется с результатами по расчету чувствительности СЭ на Рисунке 3.18.

Для заданной моды в СЭ заданной длины при уменьшении  $R$  можно уменьшить  $C_L$  в несколько раз. Как показано на Рисунке 3.22б, для световода с

$R = 100$  мкм  $C_L$  моды  $HE_{1,10}$  меньше в 3 раза по сравнению с  $C_L$  световода с  $R = 150$  мкм, соответственно увеличению чувствительности СЭ для этой моды на Рисунке 3.18.

Использование для передачи излучения мод  $HE_{\nu m}$  с  $\nu \neq 1$  позволяет уменьшить  $C_L$  по сравнению с  $HE_{1m}$  модами того же радиального порядка (Рисунок 3.22в). Предел обнаружения для мод  $HE_{\nu m}$  можно также уменьшить при использовании световода с меньшим  $R$  (Рисунок 3.22в).

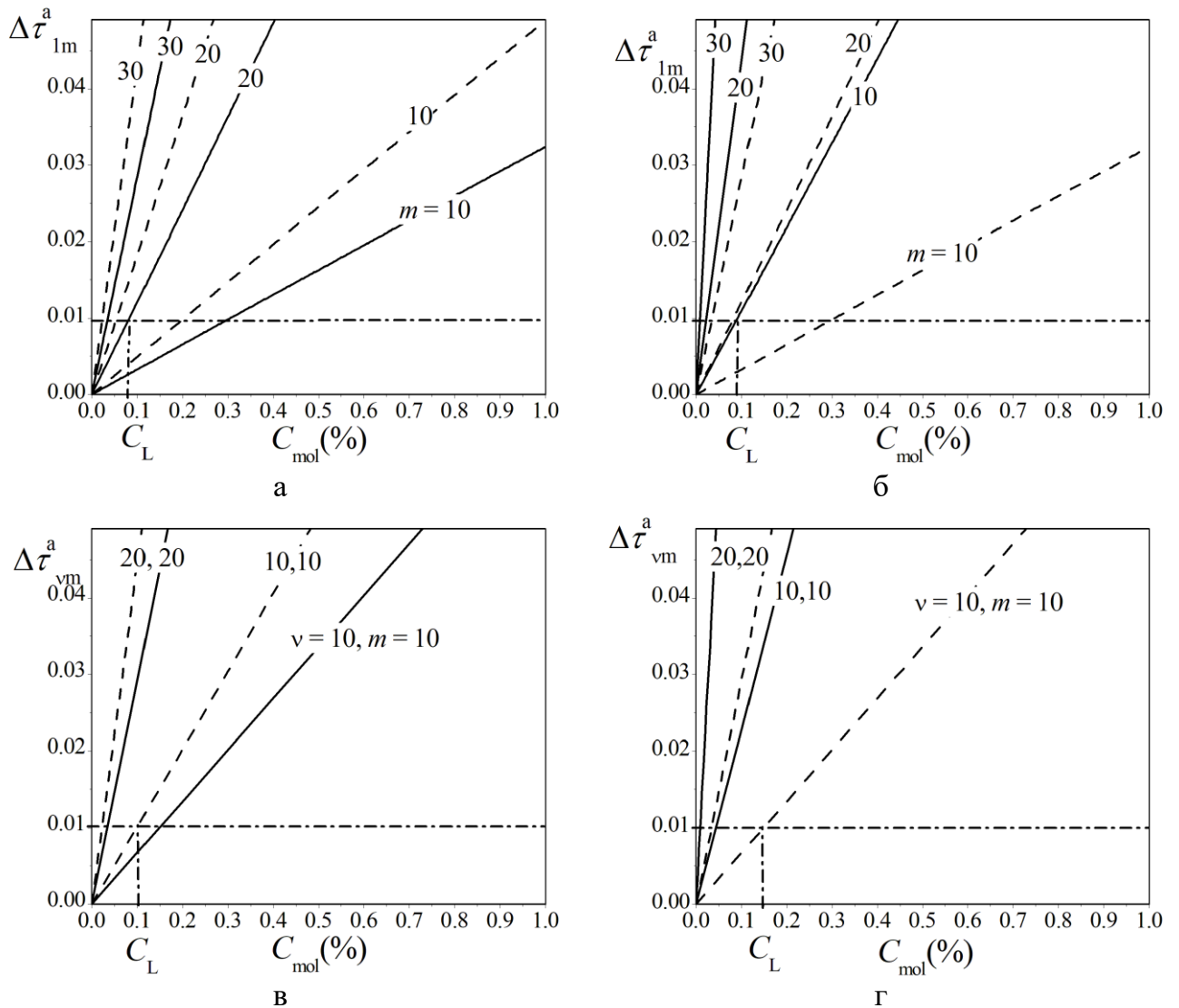


Рисунок 3.22. Нормированный вклад ацетона в пропускание СЭ в зависимости от концентрации, рассчитанный при условии ввода А: для мод  $HE_{1m}$  (а) и  $HE_{\nu m}$  (в) при  $R = 150$  мкм,  $L = 8$  см (сплошная линия), 12 см (штриховая линия); для мод  $HE_{1m}$  (б) и мод  $HE_{\nu m}$  (г) при  $L = 8$  см,  $R = 100$  мкм (сплошная линия), 150 мкм (штриховая линия).  $\lambda = 8.18$  мкм.

Рассчитаем предел обнаружения, используя формулы (1.38) и (1.41), при условиях ввода Б и В. Как показано на Рисунке 3.23а, для суммы  $N$  мод предел обнаружения, определенный по уровню  $\Delta\tau_N^a \sim 0.01$ , превышает предел обнаружения, рассчитанный для отдельных мод этой суммы с  $m > 10$  на Рисунке 3.22а, так как в эту сумму входят и моды с  $m < 10$ , имеющие меньший наклон зависимости  $\Delta\tau_m^a(C_{\text{mol}})$ . Для условий ввода В, используя выборки высших мод (Рисунок 3.23б), можно понизить предел обнаружения до значений  $C_{\text{mol}} < 0.01\%$ .

Сравнение с результатами измерений в Главе 2 показывает, что величина  $C_L = 1$  мол.% измеренного предела обнаружения при  $L = 8$  см (Рисунок 3.7) соответствует расчетному значению, полученному по уровню  $\sim 0.05$ , для  $N = 20 - 30$  (Рисунок 3.23а), что согласуется с результатами на Рисунке 3.17а,б. Для этого случая получаем, что отношение  $(C/\text{Ш})^{-1}$  в измерениях должно было быть больше 0.01. Таким образом, для уменьшения предела обнаружения надо использовать моды более высоких порядков и большую длину СЭ.

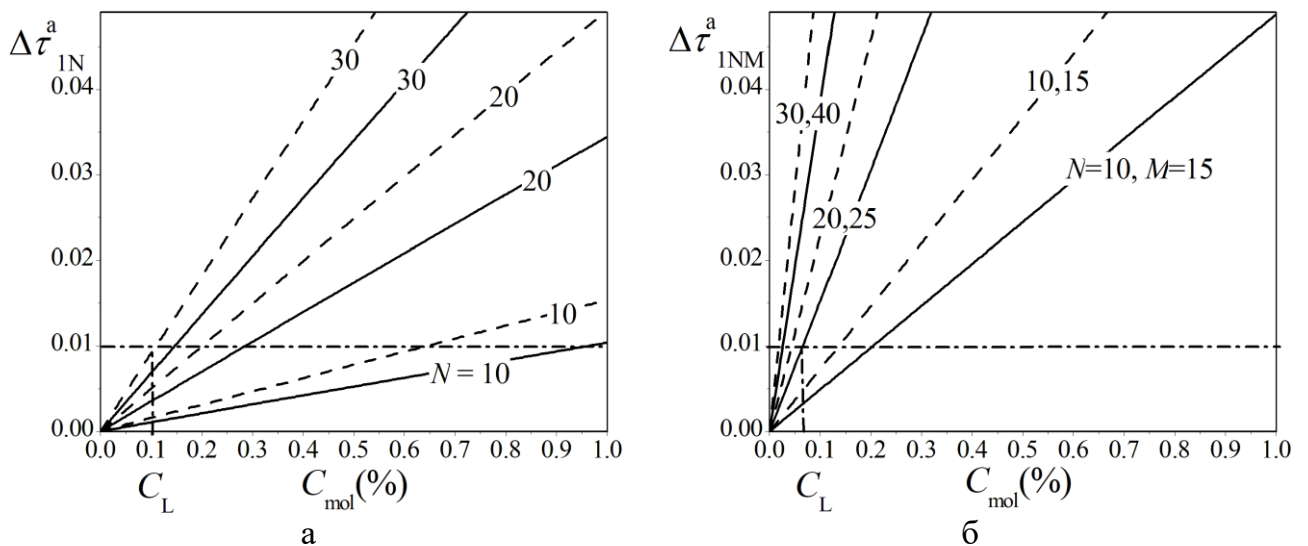


Рисунок 3.23. Нормированный вклад ацетона в пропускание СЭ в зависимости от концентрации ацетона, рассчитанный: для мод  $\text{HE}_{1m}$  при условии ввода Б,  $R = 150$  мкм,  $L = 8$  см (сплошная линия), 12 см (штриховая линия) (а); для мод  $\text{HE}_{1m}$  при условии ввода В,  $R = 150$  мкм,  $L = 8$  см (сплошная линия), 12 см (штриховая линия) (б).  $\lambda = 8.18$  мкм.

### 3.4. Параметры мод регулярного световода с тонкой кольцевой оболочкой, погруженного в поглощающую жидкость

Исследуем свойства мод регулярного световода с тонкой кольцевой оболочкой в теоретической модели, разработанной в п.1.3.2. Рассмотрим световод, состоящий из сердцевины с радиусом  $R_1 = 150$  мкм и тонкой оболочки с радиусом  $R_2 = R_1 + \Delta R$ . Показатель преломления стекла в сердцевине  $n_c = 2.8$ , а в кольцевой оболочке  $n_k = n_c + \Delta n$ ,  $\Delta n > 0$ .

В результате расчетов было выявлено два набора решений характеристического уравнения (1.15) для эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}} = \beta/k$  мод данной структуры:  $n_o < n_{\text{eff}} < n_c$  (моды сердцевины) и  $n_c < n_{\text{eff}} < n_c + \Delta n$  (моды оболочки). На графиках, представленных на Рисунке 3.24, для мод с  $\nu = 1$  (назовем их  $\text{HE}_{1m}$  и  $\text{EH}_{1m}$  модами по аналогии с модами световода, состоящего из сердцевины и бесконечной оболочки), минимумы кривых соответствуют значениям  $n_{\text{eff}}$  мод разных радиальных порядков  $m$ . Число мод оболочки зависит как от ее толщины  $\Delta R$ , так и от разности  $\Delta n$  показателей преломления сердцевины и оболочки.

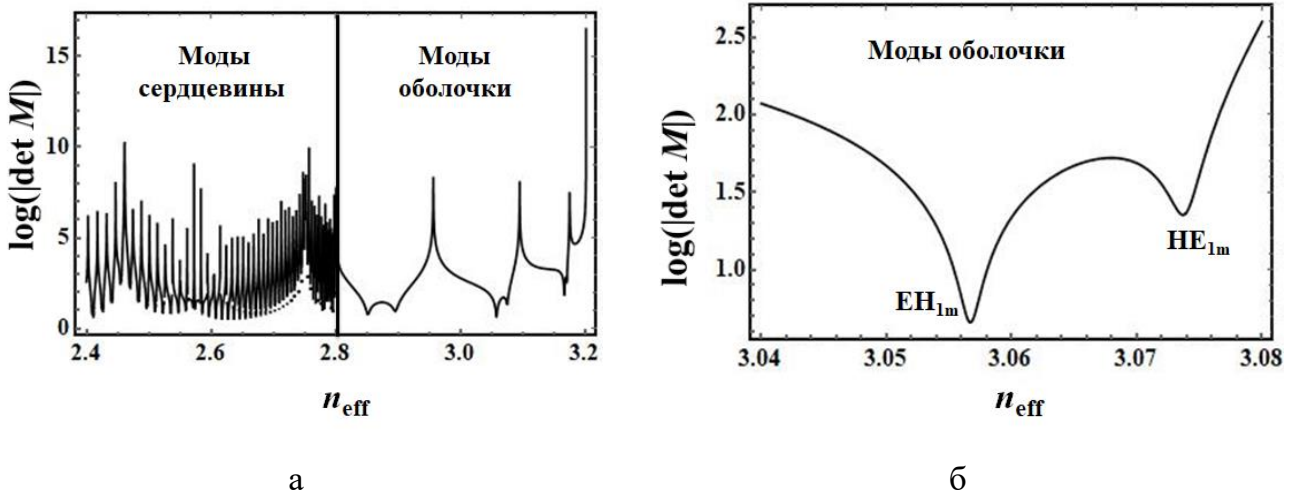


Рисунок 3.24. Значения  $\log(|\det M|)$ , где  $M$  – матрица в уравнении (1.15), в зависимости от эффективного показателя преломления.  $n_c = 2.8$ ,  $\Delta n = 0.4$ ,  $R_1 = 150$  мкм,  $\Delta R = 10$  мкм.

Распределение плотности продольного потока мощности  $S_z$  некоторых мод  $\text{HE}_{1m}$  оболочки в поперечном сечении световода показано на Рисунке 3.25.

### 3.4.1. Продольная постоянная распространения мод кольцевой оболочки

В качестве модельной жидкости возьмем чистый ацетон и рассчитаем параметры мод оболочки в максимуме полосы поглощения ацетона с  $\lambda = 8.18$  мкм ( $n_a^i = 0.25$ ).

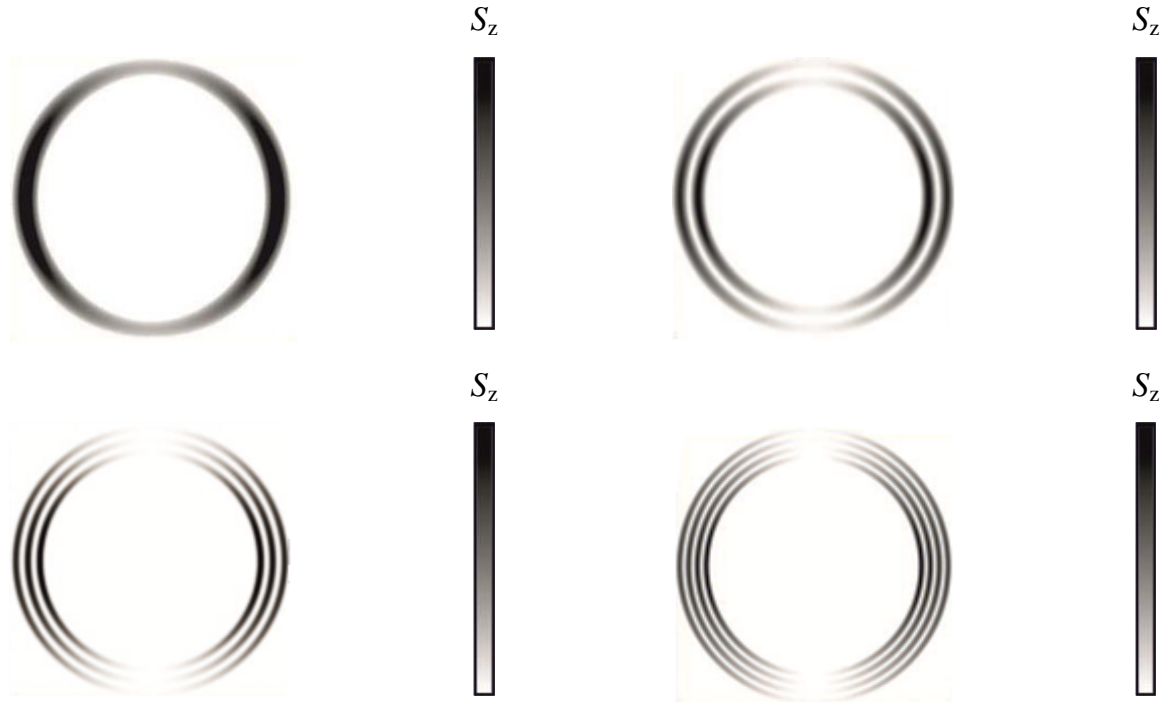


Рисунок 3.25. Распределение продольной компоненты вектора Умова-Пойтинга в поперечном сечении световода, рассчитанное для мод оболочки  $HE_{11}$ ,  $HE_{12}$ ,  $HE_{13}$ ,  $HE_{14}$ .  $R_1 = 150$  мкм,  $\Delta R = 50$  мкм.  $n_c = 2.8$ ,  $\Delta n = 0.4$ ,  $\lambda = 8.18$  мкм.

При фиксированной  $\Delta R = 10$  мкм и разных значениях  $R_1$  для мод оболочки  $HE_{1m}$  построим действительную часть продольной постоянной распространения в зависимости от  $m$  (Рисунок 3.26а), а также отложим значения действительной и мнимой части  $\beta$  на комплексной плоскости (Рисунок 3.26б).

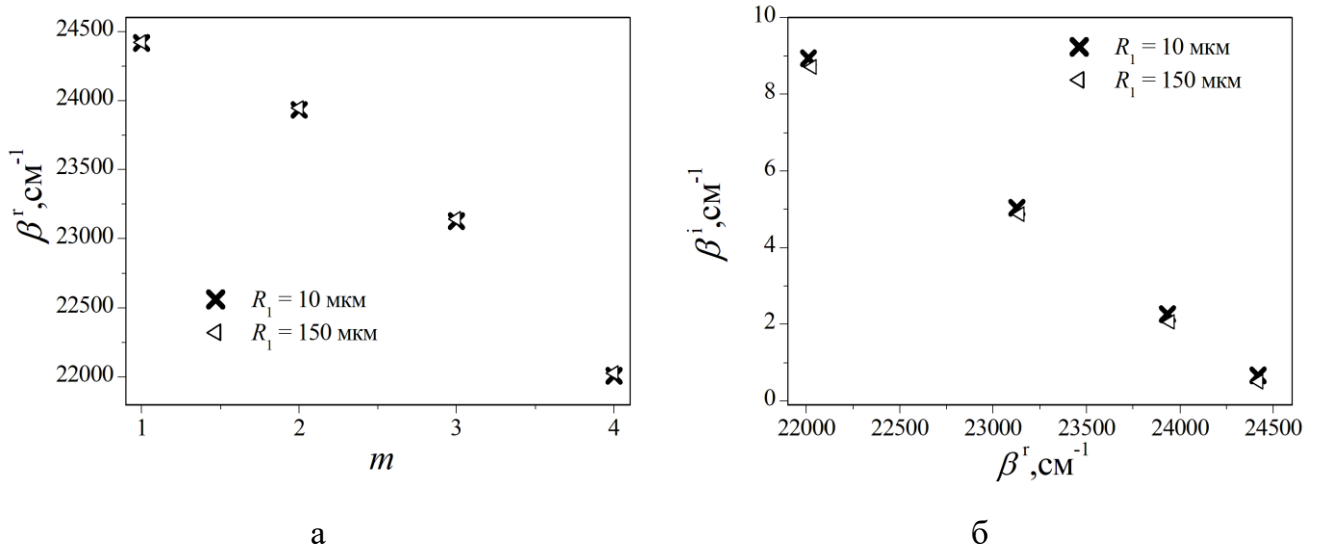


Рисунок 3.26. Действительная часть продольной постоянной распространения, рассчитанная для мод оболочки  $\text{HE}_{1m}$  разного радиального порядка (а), и комплексная плоскость продольной постоянной распространения (б).  $n_c = 2.8$ ,  $\Delta n = 0.4$ ,  $\Delta R = 10 \text{ мкм}$ ,  $\lambda = 8.18 \text{ мкм}$ .

Видно, что при заданной  $\Delta R$  значения  $\beta^r$  мод  $\text{HE}_{1m}$  практически совпадают при разных радиусах сердцевины. Мнимая часть  $\beta^i$  растет при увеличении  $m$ , причем, у моды оболочки с  $m = 4$  величина  $\beta^i$  на порядок больше, чем у моды с  $m = 1$ . Уменьшение  $R_1$  не приводит к значительному увеличению значения  $\beta^i$ . Число мод оболочки определяется толщиной оболочки  $\Delta R$  и не зависит от  $R_1$ .

При фиксированном радиусе сердцевины  $R_1 = 150 \text{ мкм}$  и разных значениях  $\Delta R$  для мод оболочки  $\text{HE}_{1m}$  построим действительную часть продольной постоянной распространения в зависимости от  $m$  (Рисунок 3.27а), а также отложим значения действительной и мнимой части  $\beta$  на комплексной плоскости (Рисунок 3.27б).



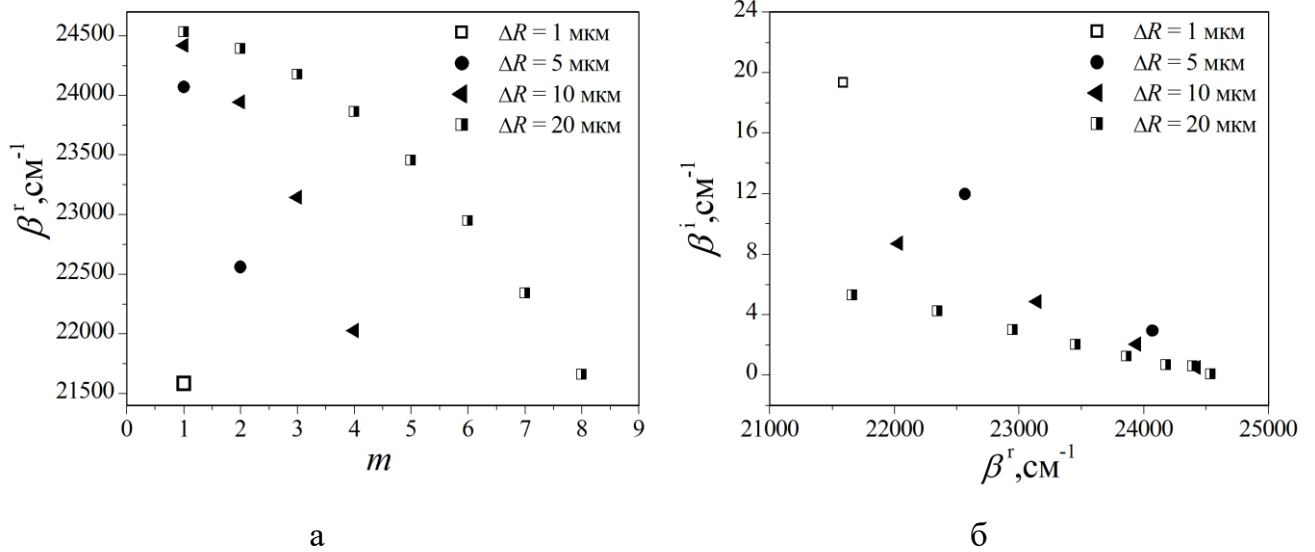


Рисунок 3.27. Действительная часть продольной постоянной распространения, рассчитанная для мод оболочки  $\text{HE}_{1m}$  разного радиального порядка (а) и комплексная плоскость продольной постоянной распространения (б).  $n_c = 2.8$ ,  $\Delta n = 0.4$ ,  $R_1 = 150$  мкм,  $\lambda = 8.18$  мкм.

Видно, что число мод  $\text{HE}_{1m}$  в оболочке зависит от ее толщины. Если при  $\Delta R = 1$  мкм оболочка поддерживает распространение одной моды  $\text{HE}_{11}$ , то при  $\Delta R = 20$  мкм число мод оболочки достигает восьми. Значение  $\beta^i$  моды оболочки  $\text{HE}_{11}$  в световоде с  $\Delta R = 1$  мкм более чем в 20 раз превышает  $\beta^i$  этой моды в световоде с  $\Delta R = 20$  мкм. Как и в случае бесструктурного световода,  $\beta^i$  растет при увеличении  $m$ .

### 3.4.2. Продольные коэффициенты затухания мощности мод оболочки

Продольные коэффициенты затухания мощности мод оболочки определяются, как и в случае бесструктурного световода, по формуле  $\eta_{vm} = 2 \cdot \beta_{vm}^i$ . На Рисунке 3.28 показаны коэффициенты затухания мощности, рассчитанные для мод  $\text{HE}_{1m}$  оболочки световода, погруженного в чистый ацетон. Коэффициент затухания мощности каждой моды растет при уменьшении  $\Delta R$  (Рисунок 3.28а). При заданной толщине оболочки с ростом  $\Delta n$  увеличивается число мод оболочки, причем, моды с большими радиальными порядками имеют большие коэффициенты затухания мощности (Рисунок 3.28б), но значения  $\eta_{1m}$  отдельной

моды практически не зависят от  $\Delta n$  в диапазоне  $0.1 < \Delta n < 0.4$ . Варьируя  $\Delta R$  и  $\Delta n$ , можно подбирать моды с большими коэффициентами затухания мощности.

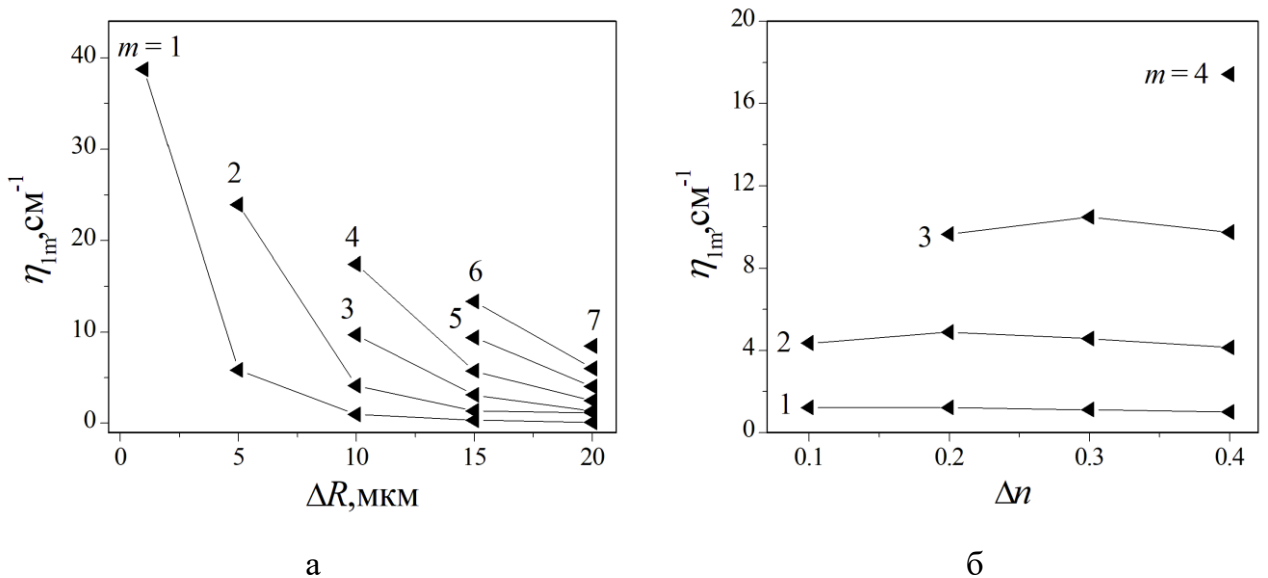


Рисунок 3.28. Продольные коэффициенты затухания мощности мод оболочки: в зависимости от толщины оболочки при  $n_c = 2.8$ ,  $\Delta n = 0.4$  (а), в зависимости от разницы показателей преломления сердцевины и оболочки при  $\Delta R = 10$  мкм (б).  $R_1 = 150$  мкм,  $\lambda = 8.18$  мкм.

Сравним коэффициенты затухания мощности мод оболочки и мод бесструктурного световода с одинаковым радиусом сердцевины  $R_1 = 150$  мкм. Коэффициент затухания мощности  $\eta_{11}$  моды оболочки  $\text{HE}_{11}$  на Рисунке 3.28 и в Таблице 4 значительно больше, чем у моды  $\text{HE}_{11}$  бесструктурного световода ( $0.00064 \text{ cm}^{-1}$ , Рисунок 3.7а). При  $\Delta R = 5$  мкм  $\eta_{11}$  превышает коэффициент затухания мощности моды  $\text{HE}_{11}$  бесструктурного световода в  $7.8 \cdot 10^3$  раз, при уменьшении толщины оболочки до  $\Delta R = 1$  мкм - в  $62 \cdot 10^3$  раз. Коэффициенты затухания мощности мод оболочки с низкими радиальными порядками сравнимы по величине с коэффициентами затухания мощности мод высоких порядков бесструктурного световода. Так, при  $\Delta R = 20$  мкм коэффициент  $\eta_{12} = 1.14 \text{ cm}^{-1}$  моды оболочки  $\text{HE}_{12}$  сравним по величине с  $\eta_{1,40} = 1.49 \text{ cm}^{-1}$  моды  $\text{HE}_{1,40}$  бесструктурного световода, а при  $\Delta R = 10$  мкм коэффициент  $\eta_{13} = 9.92 \text{ cm}^{-1}$  моды оболочки  $\text{HE}_{13}$  сравним по величине с  $\eta_{50,50} = 10.6 \text{ cm}^{-1}$  моды  $\text{HE}_{50,50}$  бесструктурного световода (Таблица 5).

Таблица 4. Продольные коэффициенты затухания мощности моды оболочки  $HE_{11}$ ,  $\eta_{11}$  ( $см^{-1}$ )

$\Delta R$ , мкм	$\Delta n$			
	0.1	0.2	0.4	0.6
1	-	-	-	89.8
2	-	22.5	37.9	38.0
4	7.35	10	9.9	8.52
6	3.79	4.22	3.76	3.11
8	2.06	2.12	1.8	1.46
10	1.22	1.21	1.004	0.803

Таблица 5. Продольные коэффициенты затухания мощности мод  $HE_{vm}$  бесструктурного световода,  $\eta_{vm}$  ( $см^{-1}$ )

$R$ , мкм	$C_{mol}$ , %	$HE_{1,10}$	$HE_{1,20}$	$HE_{1,30}$	$HE_{1,40}$	$HE_{1,50}$	$HE_{10,10}$	$HE_{20,20}$	$HE_{30,30}$	$HE_{50,50}$
100	1	0.047	0.202	0.52	1.2	2.94	0.12	0.55	1.81	-
	20	0.15	0.67	1.75	3.96	9.65	0.39	1.83	5.96	-
	100	0.27	1.14	2.976	6.71	16.14	0.67	3.154	10.2	-
150	1	0.015	0.057	0.137	0.26	0.47	0.035	0.152	0.38	1.92
	20	0.048	0.192	0.45	0.88	1.56	0.117	0.5	1.26	6.6
	100	0.08	0.32	0.76	1.49	2.64	0.2	0.85	2.17	11
200	1	0.006	0.024	0.055	0.10	0.17	0.015	0.063	0.15	0.52
	20	0.021	0.079	0.18	0.34	0.56	0.05	0.21	0.5	1.75
	100	0.035	0.135	0.31	0.58	0.96	0.085	0.36	0.85	2.95

Рассчитаем коэффициенты затухания мощности моды оболочки  $HE_{11}$  при разных  $\Delta R$  и  $\Delta n$  и рассмотрим два случая:  $\Delta R > 10$  мкм и  $\Delta R < 10$  мкм. В первом случае рассматриваемую структуру можно получить в процессе вытяжки волокна, например, методом двойного тигля, во втором – создать кольцевую оболочку на конечной длине бесструктурного волокна, например, методом осаждения из газовой фазы. Использование метода двойного тигля не позволяет получить халькогенидный световод с  $\Delta R$  менее 10 мкм и большим  $\Delta n$ , имеющий низкие оптические потери, тогда как методом осаждения из газовой фазы на заданной длине световода можно получить кольцевую оболочку микронных размеров с большой разницей показателей преломления сердцевины и оболочки.

Рассмотрим структуру с  $\Delta R \geq 10$  мкм и  $\Delta n \leq 0.2$ . На Рисунке 3.29а показано, что величина  $\eta_{11}$  уменьшается с ростом  $\Delta R$  при любых  $\Delta n$ . В зависимости  $\eta_{11}(\Delta n)$  имеется максимум (отмечен штрихпунктирной линией на Рисунке 3.29б).

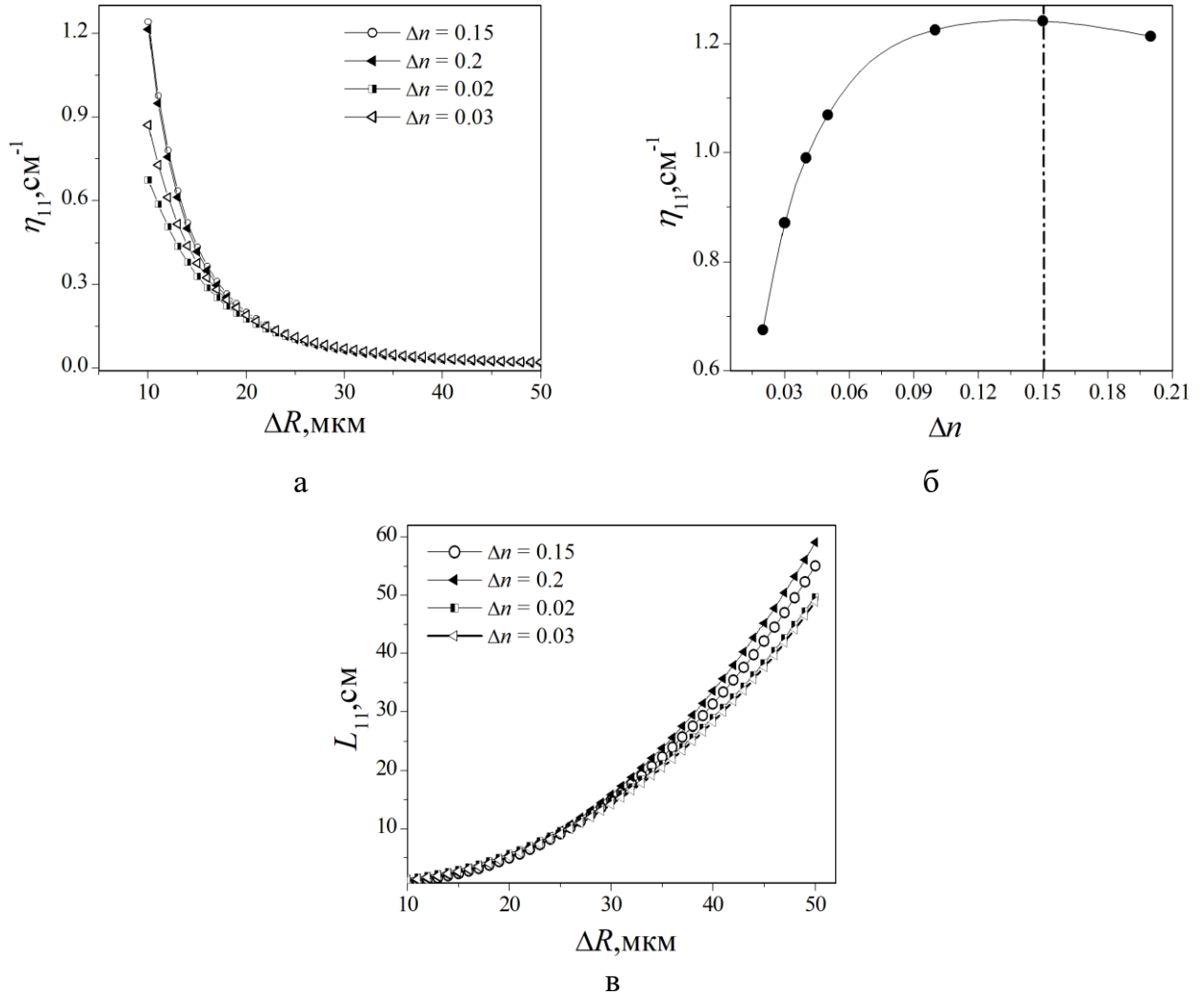


Рисунок 3.29. Коэффициент затухания мощности моды оболочки  $\text{HE}_{11}$ , рассчитанный для световода, погруженного в чистый ацетон, в зависимости от: а) толщины оболочки; б) разности показателей преломления сердцевины и оболочки,  $\Delta R = 10$  мкм; в) продольная длина затухания мощности моды оболочки  $\text{HE}_{11}$  в зависимости от толщины оболочки.  $R_1 = 150$  мкм,  $\lambda = 8.18$  мкм.

При увеличении  $\Delta n$  от 0.02 до 0.15 ( $\sim$  в 8 раз)  $\eta_{11}$  возрастает в 2 раза. По сравнению с бесструктурным световодом,  $\eta_{11} = 0.92 \text{ cm}^{-1}$  моды оболочки с  $\Delta R = 10$  мкм превышает коэффициент затухания мощности основной моды бесструктурного световода (Рисунок 3.7) в 1500 раз, моды  $\text{HE}_{1,10}$  - в 12 раз, моды  $\text{HE}_{1,20}$  - в 2.8 раз, моды  $\text{HE}_{1,30}$  - в 1.2 раза (Таблица 5).

Рассчитаем продольную длину затухания мощности моды оболочки  $\text{HE}_{11}$ . Как показано на Рисунке 3.29в,  $L_{11}$  растет при увеличении  $\Delta R$  и зависит от  $\Delta n$ .

При  $\Delta R = 10$  мкм величина  $L_{11}$  мало меняется с изменением  $\Delta n$  и составляет величину порядка 1 см.

Рассмотрим структуру с  $\Delta R < 10$  мкм и  $0.1 < \Delta n \leq 0.6$ . На Рисунок 3.30а,б показано, что при уменьшении  $\Delta R$  величина  $\eta_{11}$  растет и сильнее зависит от  $\Delta n$ . В Таблице 6 представлены значения продольных коэффициентов затухания мощности моды оболочки  $HE_{11}$ , рассчитанные при различных  $\Delta R$  и  $\Delta n$ . С увеличением  $\Delta n$  при толщине оболочки менее 2 мкм величина  $\eta_{11}$  резко возрастает. При  $\Delta R = 2$  мкм увеличение  $\Delta n$  до значений 0.6 позволяет получить величину  $\eta_{11} \approx 38$  см<sup>-1</sup>.

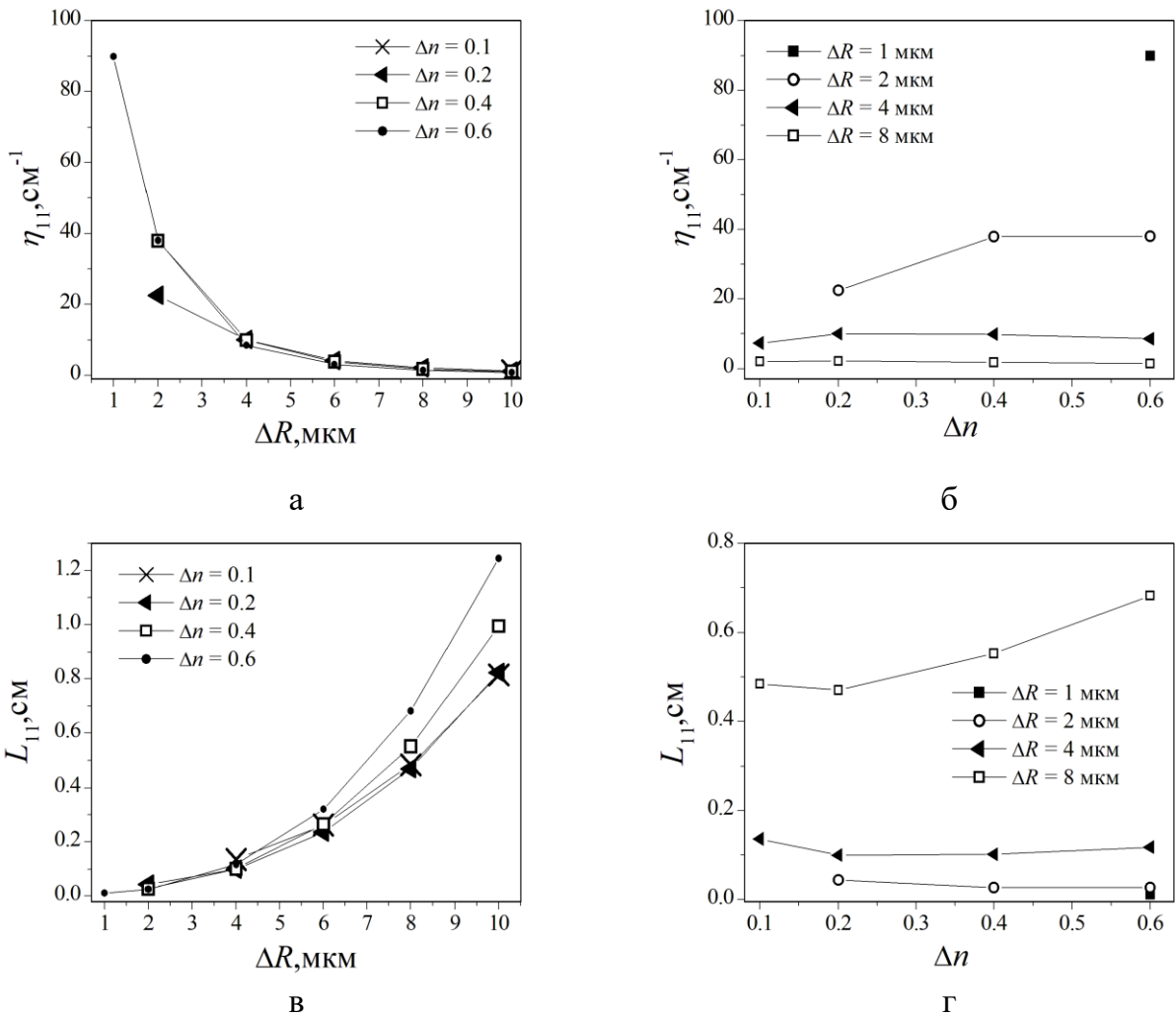


Рисунок 3.30. Продольный коэффициент затухания мощности моды оболочки  $HE_{11}$ , рассчитанный для световода, погруженного в чистый ацетон, в зависимости от: а) толщины оболочки при разных  $\Delta n$ ; б) от разности показателей преломления сердцевины и оболочки при разных  $\Delta R$ . Продольная длина затухания мощности моды  $HE_{11}$  оболочки в зависимости от: в) толщины оболочки при разных  $\Delta n$ ; г) от разности показателей преломления сердцевины и оболочки при разных  $\Delta R$ .  $\lambda = 8.18$  мкм.  $R_1 = 150$  мкм.

Рассчитаем продольную длину затухания мощности  $HE_{11}$  моды оболочки при  $\Delta R < 10$  мкм. На Рисунке 3.30в показано, что величина  $L_{11}$  возрастает от значений менее 1 мм при  $\Delta R < 4$  мкм до значений порядка 1 см при бóльших  $\Delta R$ . Как видно из Рисунка 3.30г, величина  $L_{11}$  возрастает при увеличении  $\Delta R$ . Увеличение толщины оболочки в 8 раз приводит к увеличению значения  $L_{11} \sim$  в 70 раз при  $\Delta n = 0.6$  и  $\sim$  в 30 раз при  $\Delta n = 0.4$ .

### 3.5. Выходные характеристики сенсорного элемента на основе регулярного световода с тонкой кольцевой оболочкой

Рассчитаем пропускание  $\tau_{11}$  световода с тонкой кольцевой оболочкой в предположении, что вся входная мощность распространяется только в моде оболочки  $HE_{11}$  (условие ввода А).

Рассмотрим структуру с  $\Delta R \geq 10$  мкм и  $\Delta n \leq 0.2$ . На Рисунке 3.31а зависимость пропускания СЭ на основе световода с  $R_1 = 150$  мкм и  $\Delta R = 10$  мкм от концентрации  $C_{mol}$  ацетона получена для нескольких значений  $\Delta n$ . В Таблице 6 представлены значения продольных длин затухания мощности моды оболочки  $HE_{11}$  световода, погруженного в чистый ацетон, рассчитанные при различных  $\Delta R$  и  $\Delta n$ .

Таблица 6. Продольная длина затухания мощности моды  $HE_{11}$  оболочки,  $L_{11}$  (см).

$\Delta R$ , мкм	$\Delta n$			
	0.1	0.2	0.4	0.6
1	-	-	-	0.011
2	-	0.044	0.026	0.026
4	0.136	0.1	0.101	0.117
6	0.263	0.236	0.265	0.321
8	0.485	0.471	0.55	0.684
10	0.819	0.826	0.996	1.245

Подобно зависимостям  $\tau_{vm}(C_{mol})$  бесструктурного световода, каждая кривая на Рисунке 3.31а имеет две области, разделенные значением  $C_{mol} \sim 1\%$ . В области I зависимость  $\tau_{11}(C_{mol})$  не является линейной, и наклон кривых не зависит существенно от  $\Delta n$ . Для сравнения показано пропускание, рассчитанное для моды

HE<sub>1m</sub> бесструктурного волокна с тем же радиусом сердцевины при условии ввода А. Кривые, полученные для мод с  $m = 36, 40$ , имеют такую же крутизну, что и кривые, соответствующие моде оболочки HE<sub>11</sub>. В области II крутизна кривых становится меньше при уменьшении  $\Delta n$ . Такое поведение зависимостей обусловлено отношением длины СЭ и продольной длины затухания моды. При  $C_{\text{mol}} \sim 1\%$  для световода с  $\Delta n = 0.2$  и  $\Delta R = 10$  мкм, величина  $L_{11} \sim 4.6$  см, отношение  $L/L_{11} = 1.73$ . Близкую по значению продольную длину затухания  $L_{1,36} = 4.82$  см имеет мода с  $m = 36$  бесструктурного световода.

На Рисунке 3.31а кривая для  $m = 36$  несколько выше, чем для HE<sub>11</sub> моды оболочки световода с  $\Delta n = 0.2$ . При  $C_{\text{mol}} \sim 1\%$  для световода с  $\Delta n = 0.15$  и  $\Delta R = 10$  мкм, величина  $L_{11} \sim 4.55$  см, соответственно, отношение  $L/L_{11} = 1.75$ . Моды с близкими значениями  $L_{\text{vm}}$ , имеют близкие значения пропускания. Таким образом, можно получить такую же крутизну кривых, как и для HE<sub>1,36</sub> моды бесструктурного световода, используя HE<sub>11</sub> моду оболочки регулярного световода с кольцевой оболочкой путем подбора  $\Delta n$ .

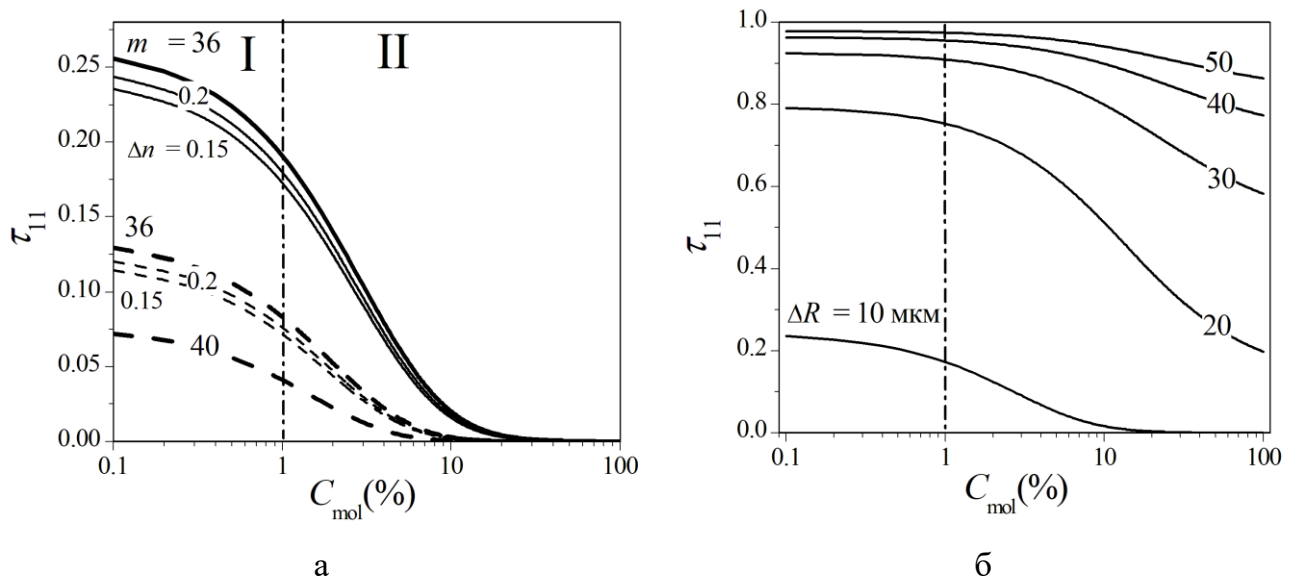


Рисунок 3.31. Пропускание СЭ на основе регулярного световода с кольцевой оболочкой в зависимости от концентрации ацетона ( $C_{\text{mol}}$  в логарифмическом масштабе), рассчитанное для моды оболочки HE<sub>11</sub>: а) при разных значениях  $\Delta n$ ,  $\Delta R = 10$  мкм,  $L = 8$  см (сплошная линия), 12 см (штриховая линия). Жирные линии соответствуют модам HE<sub>1m</sub> с  $m = 36, 40$  бесструктурного световода; б) при разных значениях  $\Delta R$ ,  $\Delta n = 0.15$ ,  $L = 8$  см.  $R_1 = 150$  мкм,  $\lambda = 8.18$  мкм.

Отметим, что значения пропускания, полученные при заданной концентрации для  $\Delta n = 0.15$  и  $\Delta n = 0.2$  имеют близкие значения (Рисунок 3.31а), потому что продольные коэффициенты затухания мощности  $HE_{11}$  моды оболочки незначительно отличаются при таких  $\Delta n$  (Рисунок 3.29а). На Рисунке 3.31б показано пропускание СЭ при различных  $\Delta R$ . При  $\Delta R > 20$  мкм крутизна кривых становится меньше как в области I, так и в области II.

Чувствительность  $S_{11}$  СЭ (1.33), рассчитанная для моды оболочки  $HE_{11}$ , уменьшается с ростом  $C_{mol}$  (Рисунок 3.32). Для оболочки с большим  $\Delta n$  получена несколько бóльшая чувствительность во всем диапазоне концентраций. Чувствительность СЭ, рассчитанная для  $HE_{11}$  моды оболочки при низкой концентрации ацетона, имеет чувствительность того же порядка, что и  $HE_{1,30}$  мода бесструктурного световода (Рисунок 3.18). На Рисунке 3.32б показаны значения  $S_{11}$ , рассчитанные при  $\Delta n = 0.15$  и  $10 \text{ мкм} \leq \Delta R \leq 50 \text{ мкм}$ . При уменьшении  $\Delta R$  чувствительность возрастает в области  $C_{mol} < 20 \%$  и особенно сильно в области I  $C_{mol} < 1 \%$  (Рисунок 3.32б).

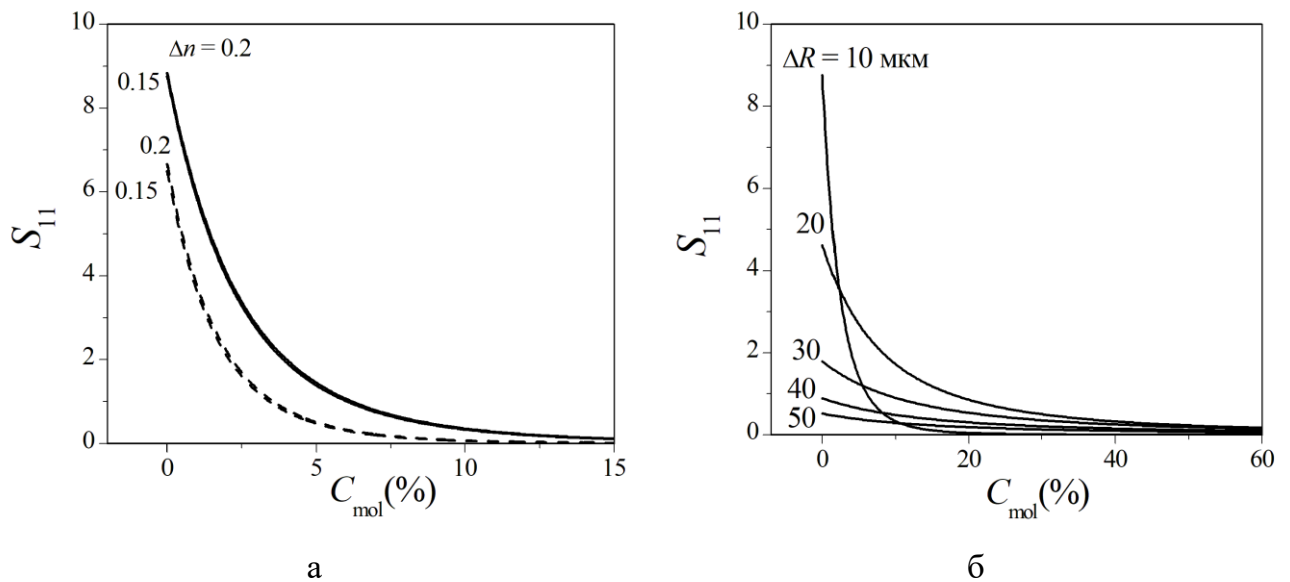


Рисунок 3.32. Чувствительность СЭ на основе регулярного световода с кольцевой оболочкой в зависимости от концентрации ацетона, рассчитанная для моды оболочки  $HE_{11}$ : а) при разных  $\Delta n$ ,  $\Delta R = 10 \text{ мкм}$ ,  $L = 8 \text{ см}$  (сплошная линия),  $12 \text{ см}$  (штриховая линия); б) при разных  $\Delta R$ ,  $\Delta n = 0.15$ ,  $L = 8 \text{ см}$ .  $R_1 = 150 \text{ мкм}$ ,  $\lambda = 8.18 \text{ мкм}$ .



Предел обнаружения, рассчитанный для моды оболочки  $HE_{11}$  при  $\Delta R = 10$  мкм, уменьшается при увеличении  $L$  (Рисунок 3.33).

Нормированный вклад в пропускание СЭ при значениях, сравнимых со значениями, полученными для мод бесструктурного световода (Рисунок 3.22, Рисунок 3.23), может быть достигнут при значительно меньшей длине СЭ на основе регулярного световода с тонкой кольцевой оболочкой (Рисунок 3.33). Например, предел обнаружения  $C_L = 0.05\%$ , полученный для  $HE_{11}$  моды кольцевой оболочки при  $L = 8$  см, может быть получен для  $HE_{1,20}$  моды бесструктурного световода при  $L = 12$  см.

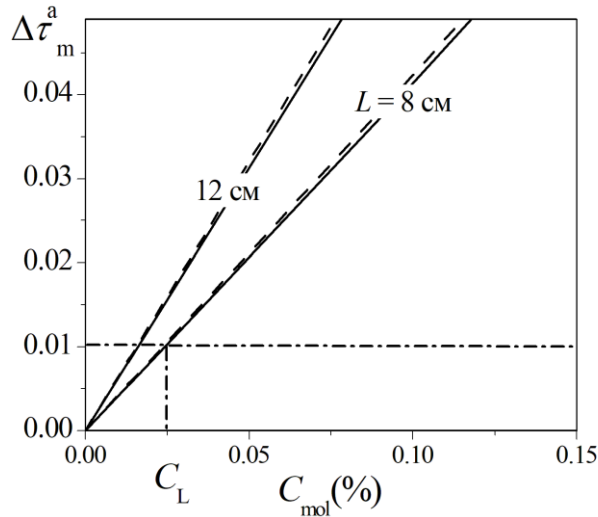


Рисунок 3.33. Нормированный вклад ацетона в пропускание СЭ в зависимости от концентрации ацетона, рассчитанный для моды оболочки  $HE_{11}$  при разных  $L$ .  $\Delta n = 0.2$  (сплошная линия),  $\Delta n = 0.15$  (штриховая линия).  $R_1 = 150$  мкм,  $\Delta R = 10$  мкм,  $\lambda = 8.18$  мкм.

Рассмотрим структуру с  $\Delta R \geq 10$  мкм и бóльшей разницей показателя преломления сердцевины и оболочки:  $0.4 \leq \Delta n \leq 0.6$ . На Рисунке 3.34а зависимость пропускания СЭ на основе световода с  $R_1 = 150$  мкм и  $\Delta R = 10$  мкм от концентрации  $C_{mol}$  ацетона получена для нескольких значений  $\Delta n$ . При  $C_{mol} \sim 1\%$  для световода с  $\Delta n = 0.6$  и  $\Delta R = 10$  мкм, величина  $L_{11} \sim 7$  см, соответственно,  $L/L_{11} = 1.14$ . Длины затухания мощности мод бесструктурного световода:  $L_{1,30} = 7.3$  см,  $L_{1,35} = 5.15$  см,  $L_{1,40} = 3.75$  см (Таблица 3, Рисунок 3.8). При  $C_{mol} \sim 1\%$  для световода с  $\Delta n = 0.4$  и  $\Delta R = 10$  мкм, величина  $L_{11} \sim 6$  см, а отношение  $L/L_{11} = 1.33$ .

Как видно из Рисунка 3.34а, моды с одинаковой длиной затухания мощности имеют близкие значения пропускания. Таким образом, можно получить такую же крутизну кривых, как и для  $HE_{1,30}$ ,  $HE_{1,35}$ ,  $HE_{1,40}$  мод бесструктурного световода, используя  $HE_{11}$  моду оболочки регулярного световода с кольцевой оболочкой путем подбора  $\Delta n$ .

На Рисунке 3.34б показано пропускание СЭ при  $\Delta n = 0.4$  и различных значениях  $\Delta R$ . При  $\Delta R > 20$  мкм крутизна кривых становится меньше как в области I, так и в области II.

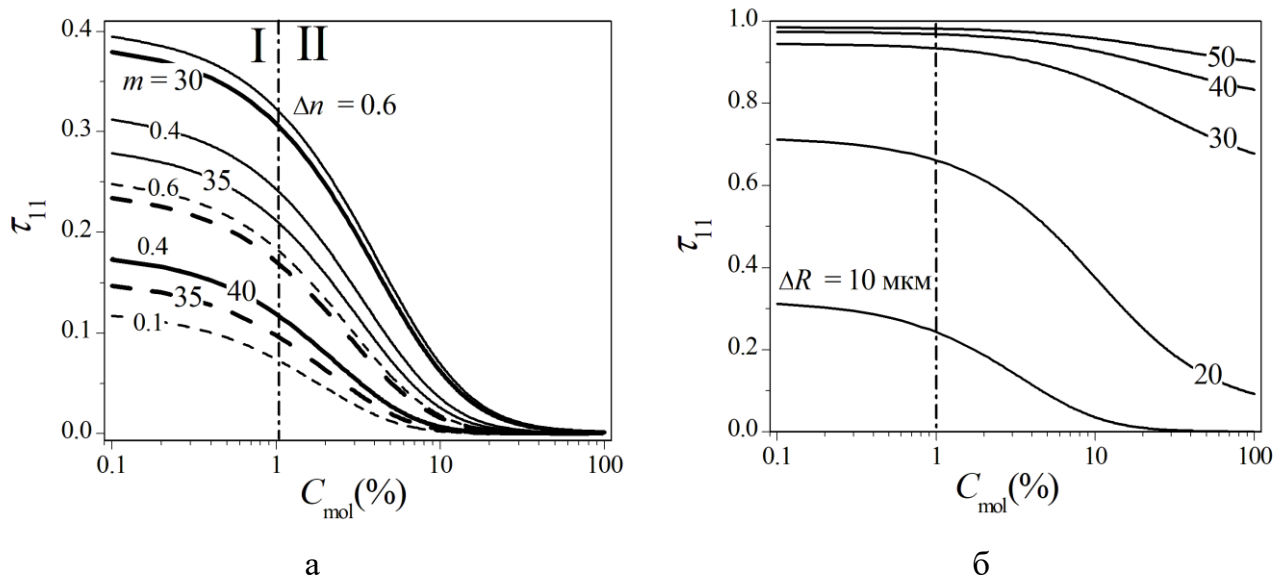


Рисунок 3.34. Пропускание СЭ на основе регулярного световода с кольцевой оболочкой в зависимости от концентрации ацетона ( $C_{mol}$  в логарифмическом масштабе), рассчитанное для моды оболочки  $HE_{11}$ : а) при разных значениях  $\Delta n$ ,  $\Delta R = 10$  мкм,  $L = 8$  см (сплошная линия), 12 см (штриховая линия). Жирные линии соответствуют модам  $HE_{1m}$  с  $m = 30, 35, 40$  бесструктурного световода; б) при разных значениях  $\Delta R$ ,  $\Delta n = 0.4$ ,  $L = 8$  см.  $R_1 = 150$  мкм,  $\lambda = 8.18$  мкм.

Для световода с  $\Delta n = 0.6$  получена бóльшая чувствительность, чем для световода с  $\Delta n = 0.4$  во всем диапазоне концентраций (Рисунок 3.35). Чувствительность, рассчитанная для моды оболочки  $HE_{11}$  световода с  $\Delta n = 0.6$  при  $C_{mol} = 1\%$  и  $L = 8$  см, в 3 раза больше чувствительности, рассчитанной для  $HE_{1,10}$  моды бесструктурного световода (Рисунок 3.18а).

На Рисунке 3.35б видно, что при уменьшении  $\Delta R$  чувствительность возрастает в области  $C_{mol} < 20\%$  и особенно сильно в области  $C_{mol} < 1\%$ .

Сравнение Рисунка 3.32б и Рисунка 3.35б показывает, что при  $\Delta R = 10$  мкм,  $S_{11}$  больше в световоде с бóльшим  $\Delta n$ . Высокая чувствительность может быть получена при  $L/L_{11} = 0.5 - 2$ .

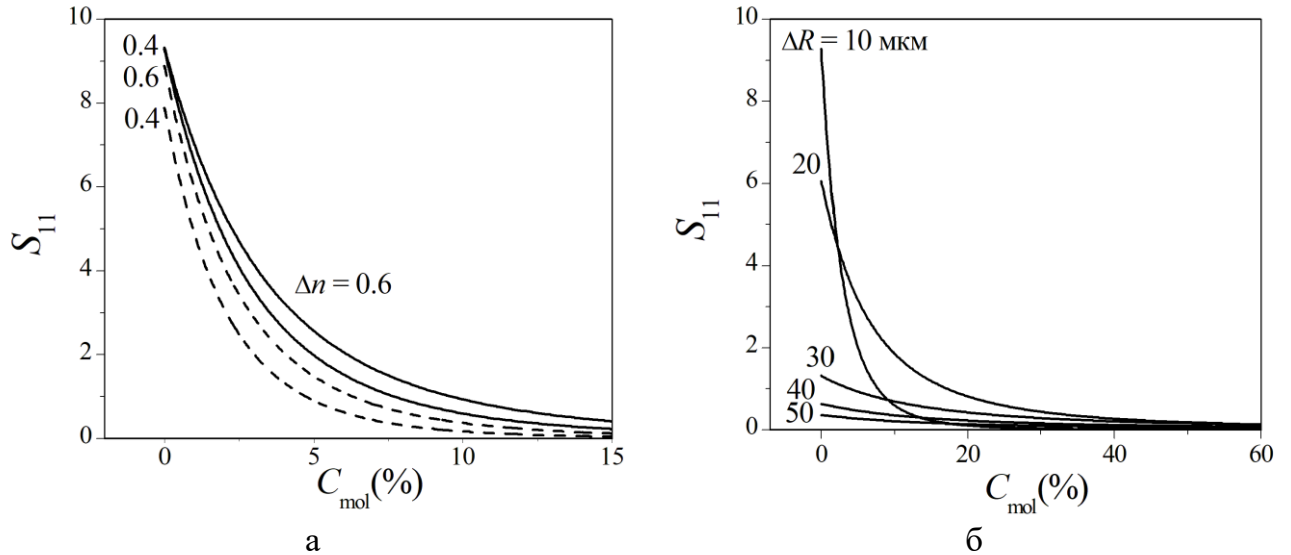


Рисунок 3.35. Чувствительность СЭ на основе регулярного световода с кольцевой оболочкой в зависимости от концентрации ацетона, рассчитанная для моды оболочки  $HE_{11}$ : а) при разных  $\Delta n$ ,  $\Delta R = 10$  мкм,  $L = 8$  см (сплошная линия), 12 см (штриховая линия); б) при разных  $\Delta R$ ,  $\Delta n = 0.4$ ,  $L = 8$  см.  $R_1 = 150$  мкм,  $\Delta R = 10$  мкм,  $\lambda = 8.18$  мкм.

Предел обнаружения, рассчитанный для моды оболочки  $HE_{11}$  при  $\Delta R = 10$  мкм, уменьшается при увеличении  $L$  (Рисунок 3.36) и меньше для меньшего  $\Delta n$ , как и на Рисунке 3.33.

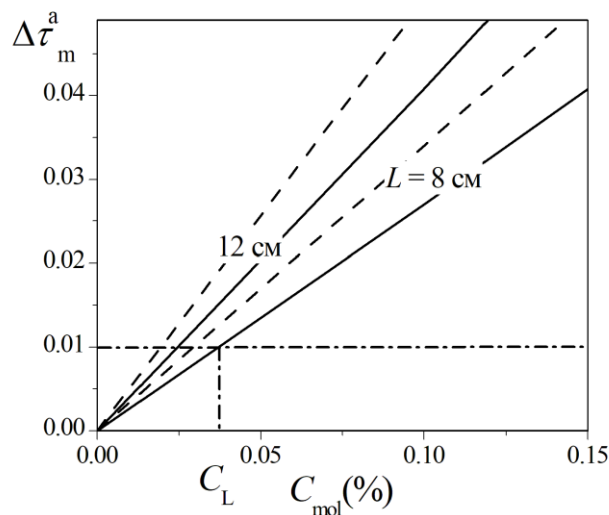


Рисунок 3.36. Нормированный вклад ацетона в пропускание СЭ в зависимости от концентрации ацетона, рассчитанный для  $HE_{11}$  моды оболочки при разных  $L$ .  $\Delta n = 0.6$  (сплошная линия),  $\Delta n = 0.4$  (штриховая линия).  $R_1 = 150$  мкм,  $\Delta R = 10$  мкм,  $\lambda = 8.18$  мкм.

Нормированный вклад в пропускание СЭ при значениях, сравнимых со значениями, полученными для мод бесструктурного световода (Рисунок 3.22, Рисунок 3.23), может быть достигнут при значительно меньшей длине СЭ на основе регулярного световода с тонкой кольцевой оболочкой (Рисунок 3.36). Например,  $C_L = 0.05\%$ , полученный для  $HE_{11}$  моды кольцевой оболочки при  $L = 12$  см, может быть получен для  $HE_{1,20}$  моды бесструктурного световода при такой же длине СЭ.

Рассмотрим структуру с меньшей толщиной оболочки  $\Delta R < 10$  мкм и  $0.2 \leq \Delta n \leq 0.4$ . На Рисунке 3.37а, зависимость пропускания СЭ на основе световода с  $R_1 = 150$  мкм и  $\Delta R = 2$  мкм от  $C_{mol}$  получена для нескольких  $\Delta n$ . В области I крутизна кривых больше при меньшем  $\Delta n$ , и значения  $\tau_{11}$  уменьшаются при увеличении  $\Delta n$ . При  $C_{mol} \sim 1\%$  для световода с  $\Delta n = 0.2$  и  $\Delta R = 2$  мкм, величина  $L_{11} \sim 0.25$  см, а отношение  $L/L_{11} = 0.4$  и  $L/L_{11} = 1.6$  при  $L = 1$  мм и 4 мм, соответственно.

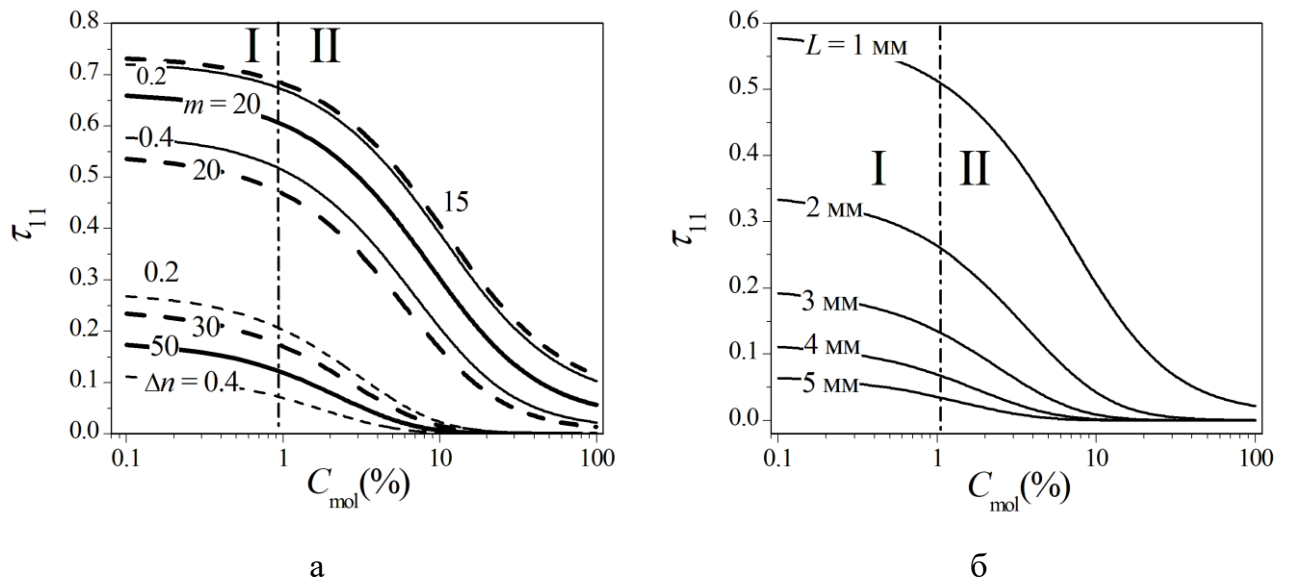


Рисунок 3.37. Пропускание СЭ на основе регулярного световода с кольцевой оболочкой в зависимости от концентрации ацетона ( $C_{mol}$  в логарифмическом масштабе), рассчитанное для моды оболочки  $HE_{11}$ : а) при разных  $\Delta n$ ,  $L = 1$  мм (сплошная линия),  $L = 4$  мм (пунктирная линия). Жирные линии соответствуют модам  $HE_{1m}$  с  $m = 15, 20, 30, 50$  бесструктурного световода; б) при разных  $L$ ,  $\Delta n = 0.4$ .  $\Delta R = 2$  мкм.  $\lambda = 8.18$  мкм.

У мод бесструктурного световода  $L_{1,20} = 17.4$  см,  $L_{1,30} = 7.3$  см,  $L_{1,50} = 3.75$  см (Таблица 3, Рисунок 3.8). При  $C_{mol} \sim 1\%$  для световода с  $\Delta n = 0.4$  и  $\Delta R = 2$  мкм,

величина  $L_{11} \sim 0.15$  см, а отношение  $L/L_{11} = 0.6$  и  $L/L_{11} = 2.6$  при  $L = 1$  мм и 4 мм, соответственно. В области II длина линейного участка больше при  $\Delta n = 0.2$  и  $L = 1$  мм. При  $C_{\text{mol}} = 20\%$ , величина  $L_{11} \sim 0.04$  см при  $\Delta n = 0.4$  и  $L_{11} \sim 0.07$  см при  $\Delta n = 0.2$ , при этом отношение  $L/L_{11} = 2.5$  и  $L/L_{11} = 1.42$  при  $L = 1$  мм.

Как видно из Рисунка 3.37а, моды с одинаковой длиной затухания мощности имеют близкие значения пропускания. Таким образом, можно получить такую же крутизну кривых, как и для  $HE_{1,20}$ ,  $HE_{1,30}$ ,  $HE_{1,50}$  мод бесструктурного световода, используя  $HE_{11}$  моду оболочки регулярного световода с кольцевой оболочкой путем подбора  $\Delta n$ . На Рисунке 3.37б показано пропускание СЭ при  $\Delta n = 0.4$  и различных значениях  $L$ . В области I значение  $\tau_{11}$  уменьшается при увеличении  $L$ . В области II большую длину и крутизну линейного участка имеет СЭ с меньшим  $L$ .

В рассматриваемом случае моды оболочки с меньшим  $\Delta n$  имеют большую чувствительность (Рисунок 3.38а). Для случая  $\Delta n = 0.4$  и  $\Delta R = 2$  мкм, максимальное значение  $S_{11}$  при малых концентрациях было получено при  $L = 2$  мм (Рисунок 3.38б), что соответствует  $L/L_{11} = 1.33$ .

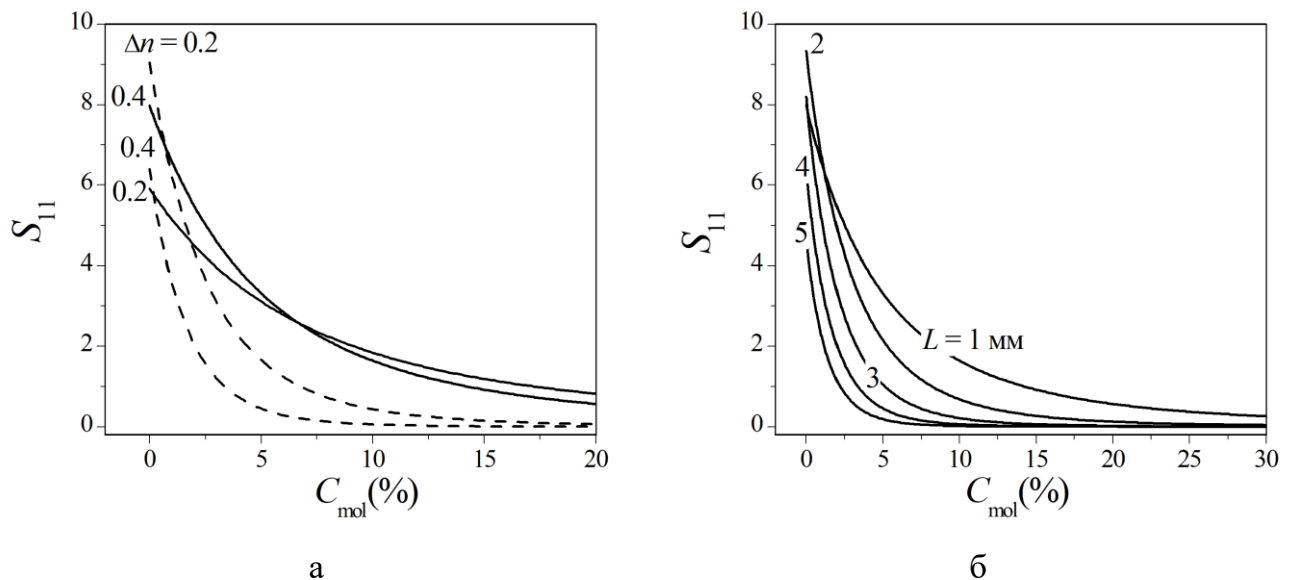


Рисунок 3.38. Чувствительность СЭ на основе световода с тонкой кольцевой оболочкой в зависимости от концентрации ацетона, рассчитанная для моды оболочки  $HE_{11}$ : а) при разных значениях  $\Delta n$ ,  $L = 1$  мм (сплошная линия),  $L = 4$  мм (пунктирная линия); б) при разных  $L$ ,  $\Delta n = 0.4$ ,  $\Delta R = 2$  мкм,  $\lambda = 8.18$  мкм.

Таким образом, высокая чувствительность может быть получена при  $L/L_{11} = 0.5 - 2$ . Для случая, когда  $\Delta R > 10$  мкм, сравнимая чувствительность может быть получена при  $L = 8$  см (Рисунок 3.35б).

Нормированный вклад в пропускание СЭ при значениях, сравнимых со значениями, полученными для мод бесструктурного световода (Рисунок 3.22, Рисунок 3.23), может быть достигнут при значительно меньшей длине СЭ (Рисунок 3.39) и для мод оболочки низких порядков. Например,  $C_L = 0.01\%$ , полученный для  $HE_{11}$  моды оболочки при  $L = 1$  мм, может быть получен для  $HE_{1,20}$  моды бесструктурного световода при  $L = 8$  см.

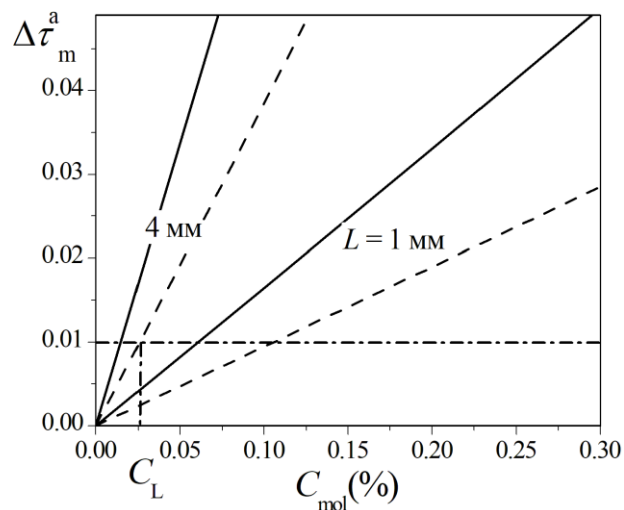


Рисунок 3.39. Нормированный вклад ацетона в пропускание СЭ в зависимости от концентрации ацетона, рассчитанный для  $HE_{11}$  моды оболочки при разных  $L$ .  $\Delta n = 0.4$  (сплошная линия),  $\Delta n = 0.2$  (штриховая линия).  $R_1 = 150$  мкм,  $\Delta R = 1$  мкм,  $\lambda = 8.18$  мкм.

### 3.6. Выводы

В Главе 3 выявлены особенности взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей жидкой средой в СЭ на основе регулярного халькогенидного световода, как бесструктурного, так и имеющего тонкую кольцевую оболочку, в теоретических моделях, изложенных в Главе 1 (п.1.3.1, п.1.3.2).

В результате численного решения спектральной задачи установлено, что моды бесструктурного регулярного световода, погруженного в поглощающую среду, являются направляемыми на длинах волн меньше длины волны отсечки и

удовлетворяют условию излучения на бесконечности в поперечном сечении световода. На заданной длине волны число направляемых мод, рассчитанное без учета поглощения, в световоде СЭ возрастает пропорционально увеличению коэффициента поглощения внешней среды, так что некоторое число вытекающих мод световода становятся направляемыми, когда мнимая часть показателя преломления внешней среды отлична от нуля, что согласуется с результатами работ [104,105]. Продольные длины затухания мощности таких мод составляют величины порядка нанометров, и можно считать, что эти моды не переносят энергию вдоль световода.

Установлено, что поглощение внешней среды приводит к увеличению параметра моды в оболочке, что означает уменьшение глубины проникновения поля моды в среду. Этот параметр всегда меньше у мод  $TM_{0m}$ , чем у мод  $TE_{0m}$  и  $HE_{1m}$ , как с учетом, так и без учета поглощения внешней среды. Поглощение внешней среды приводит к уменьшению доли мощности моды в оболочке световода. Для световода с  $R = 150$  мкм и  $n = 2.8$  при  $m < 80$  доля мощности излучения в оболочке у мод  $TM_{0m}$  меньше, а при  $m > 80$  больше, чем у мод  $HE_{1m}$  и  $TE_{0m}$ , как с учетом, так и без учета поглощения внешней среды.

Продольный коэффициент затухания мощности растет при увеличении радиального и/или азимутального порядка моды. При заданных порядках моды коэффициент затухания мощности больше у моды световода с меньшим радиусом сердцевины, растет при увеличении длины волны излучения и всегда больше у мод  $TM_{0m}$ , чем у мод  $TE_{0m}$  и  $HE_{1m}$ .

Таким образом, для величины продольного коэффициента затухания мощности моды определяющим является значение действительной части параметра моды в оболочке световода. Из всех мод, распространяющихся в световоде, наибольший продольный коэффициент затухания мощности имеет мода с наименьшим  $w^r$ .

Если световод находится в поглощающей среде, в поперечном сечении сердцевины имеются радиальные и азимутальные потоки мощности, благодаря которым форма поперечного профиля моды остается постоянной. В сердцевине

плотность этих компонент вектора Умова-Пойнтинга на несколько порядков меньше, чем плотность продольного потока мощности, причем, поперечные компоненты имеют ненулевые значения только в пределах профиля моды в поперечном сечении световода. Следовательно, радиационные потери отсутствуют, а изменение пропускания на выходном торце световода обусловлено только уменьшением продольной компоненты потока мощности вследствие поглощения во внешней среде.

В результате расчета выходных характеристик СЭ установлено, что при распространении в световоде нескольких мод зависимость поглощательной способности от длины СЭ не является линейной, поскольку разные моды имеют разные продольные длины затухания мощности. Таким образом, дано объяснение аналогичной зависимости, полученной в измерениях (Рисунок 2.8а).

Анализ выходных характеристик (диапазон измеряемых значений концентрации раствора, чувствительность, предел обнаружения вещества в растворе), рассчитанных для СЭ на основе регулярного бесструктурного световода и световода с тонкой кольцевой оболочкой показал, что для волоконно-оптического датчика параметром оптимизации является отношение длины СЭ и продольной длины затухания мощности моды, распространяющейся в световоде. Высокая чувствительность может быть получена при условии, что  $L/L_{vm} \approx 0.5 - 2$  для всех концентраций исследуемого вещества в заданном диапазоне. Чувствительность СЭ снижается, если длина СЭ значительно превышает или значительно меньше продольной длины затухания мощности моды. При концентрациях меньше 1% наибольшую чувствительность имеют моды с наибольшими порядками, для которых при  $C_{mol} = 1\%$  выполняется отношение  $L/L_{vm} \approx 0.5 - 2$ . Для уменьшения предела обнаружения вещества в растворе надо использовать для передачи излучения моды с высокими порядками.

Световоды М-типа с тонкой кольцевой оболочкой, показатель преломления которой больше, чем показатель преломления сердцевины, прежде не использовались в задачах волоконной эванесцентной спектроскопии. Пространственные и дисперсионные свойства мод  $LP_{0m}$  сердцевины таких



световодов исследовались в [66,67] в задачах нелинейной оптики для световодов с диаметром сердцевины 8 мкм, 10 мкм и 12 мкм и толщиной оболочки от 1 до 2.5 мкм, а разница показателей преломления сердцевины и оболочки составляла 0.05.

В Главе 3 показано, что продольные коэффициенты затухания мощности мод оболочки  $HE_{1m}$  с низкими радиальными порядками превышают коэффициенты затухания мощности мод бесструктурного световода низких порядков и сравнимы по величине с коэффициентами затухания мощности мод высоких порядков.

Поскольку установлено, что продольные коэффициенты затухания мод оболочки растут при уменьшении ее толщины, для создания компактного датчика с длиной СЭ порядка нескольких миллиметров и высокой чувствительностью подходит технология осаждения из газовой фазы, которая позволяет создавать оболочки микроразмерной толщины на конечной длине бесструктурного световода. В этом случае амплитуды мод оболочки определяются модовым составом излучения в бесструктурном световоде. Задача возбуждения мод оболочки в световоде М-типа еще не исследовалась. Для возбуждения в таком световоде мод сердцевины в [127,128] использовался лазер с усилителем на длине волны 2 мкм или Er:ZBLAN лазер на длине волны 2.94 мкм [129].

В Главе 3 проведена верификация разработанной в Главе 1 теоретической модели СЭ на основе регулярного бесструктурного световода путем сравнения рассчитанных выходных характеристик датчика с результатами эксперимента по измерению концентрации водного раствора ацетона, представленных в Главе 2, и установлено согласие результатов измерений пропускания и результатов расчета. В лабораторном эксперименте с СЭ на основе регулярного бесструктурного световода, когда на входном торце возбуждались моды низких порядков, предел обнаружения ацетона в водном растворе составил 1 мол.%. В расчетах показано, что использование мод высоких порядков для передачи излучения в таком же световоде с такой же длиной СЭ позволило бы уменьшить предел обнаружения ацетона до 0.01 – 0.02 мол %.

Таким образом, для получения высокочувствительного волоконно-оптического датчика необходимо согласовать длину СЭ и продольную длину затухания мощности моды или группы мод, передающих излучение по световоду СЭ. Для селективного возбуждения мод заданных порядков в волоконном световоде используются как внешние фазовые или амплитудные модуляторы [64,65], так и внутренние преобразователи светового пучка, находящиеся внутри световода или на его торце. В [130] эффективное преобразование мод маломодового световода было получено в фотоиндуцированной длиннопериодной решетке. Микроизгибные решетки [131] также позволяют осуществить связь между разными модами. В качестве источника излучения предлагается использовать перестраиваемый волоконный лазер. Для неселективного возбуждения нескольких высших мод также используются внешние оптические системы, с реализацией накачки фемтосекундным Ti:Sa лазером [132] с импульсами 100 пс и Er:YAG лазером [133] с импульсами 500 пс на длине волны 1550 нм, что позволяет варьировать размер светового пучка на торце многомодового световода и наклон пучка относительно оси световода.

Результаты Главы 3 опубликованы в [113,126].

## **Глава 4. Исследование особенностей взаимодействия мод изогнутого халькогенидного световода с внешней поглощающей средой**

Применим разработанную в Главе 1 теоретическую модель, основанную на численном решении волнового уравнения, для исследования характеристик мод изогнутого бесструктурного халькогенидного световода, погруженного в модельную жидкость в виде смеси нефтепродуктов (раствор дизельного топлива с присадкой). В Главе 4 рассчитываются угловые и линейные коэффициенты затухания мощности мод различных порядков изогнутого световода и исследуются зависимости этих коэффициентов от радиуса изгиба. Сравниваются рассчитанные плотности потока мощности моды в поперечном сечении изогнутого и регулярного световодов. Рассчитывается поглощательная способность СЭ на основе U-образного световода, схема которого показана на Рисунке 2.10, при вводе излучения в торец световода по условию ввода А (п.1.4) в приближении слабой связи между модами. Поскольку, в соответствии с условиями эксперимента, широкополосное излучение теплового источника (глобар) вводилось соосно во входной торец прямого участка световода при помощи длиннофокусной линзы, предполагается, что на входном торце световода возбуждались преимущественно моды  $HE_{1m}$ . В регулярном световоде эти моды дважды вырождены по поляризации. На изгибе каждая мода разделяется на две, в одной из которых электрическое поле колеблется в плоскости изгиба ( $\parallel$  мода), а в другой - перпендикулярно плоскости изгиба ( $\perp$  мода) [51].

В расчетах используются параметры бесструктурного световода из стекла состава  $Ge_{26}As_{17}Se_{25}Te_{32}$ , с которым проводились экспериментальные исследования в Главе 2, а также оптические характеристики раствора дизельного топлива с присадкой, приведенные ниже в п.4.1. В соответствии с условиями эксперимента (п.2.1.2), для исследования взаимодействия мод изогнутого световода с поглощающей средой в теоретической модели выбрана полоса поглощения присадки с максимумом на длине волны 7.83 мкм.

Проводится сравнение рассчитанных значений поглощательной способности СЭ с результатами лабораторных измерений, изложенными в п.2.4.

#### **4.1. Оптические характеристики поглощающей среды и световода, используемые в расчетах**

Для действительной части показателя преломления раствора дизельного топлива с присадкой любой концентрации использовалось значение  $n_o^r = 1.46$  [119]. Мнимая часть показателя преломления раствора рассчитывалась по формуле (1.18) с использованием полученной в эксперименте зависимости коэффициента поглощения раствора от концентрации присадки (Рисунок 2.4).

В прямом бесструктурном световоде из стекла состава  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  с  $R = 90$  мкм оптические потери составили 1 дБ/м в области длин волн 5.5 – 8.5 мкм, минимальные оптические потери 0.65 дБ/м были получены на длине волны 6.6 мкм [23]. Показатель преломления стекла  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  в средней ИК-области спектра  $n_c \sim 2.8$  [124]. Поскольку, согласно графику на Рисунке 2.5, оптические потери в световоде практически одинаковы в области длин волн 5.5 – 8.5 мкм, для оценки  $n_c^i$  можно воспользоваться данными Таблицы 2 для  $\lambda = 8.18$  мкм. Вследствие малых оптических потерь в световоде  $n_c^i \ll n_c$ , а также  $n_c^i$  значительно меньше мнимой части показателя преломления жидкости. Поэтому в расчетах мнимую часть показателя преломления стекла можно считать равной нулю.

#### **4.2. Параметры мод изогнутого бесструктурного световода, погруженного в поглощающую жидкость**

Для расчета мод изогнутого бесструктурного световода применим разработанную в п.1.3.3 модель, основанную на численном решении волнового уравнения методом конечных элементов. Расчеты проводились в программе COMSOL Multiphysics и определялись параметры мод согласно методике, описанной в п.1.4. Расчетная сетка с характерным размером элемента сердцевинки и вблизи поверхности световода  $\sim 1$  мкм и максимальным размером элемента

внешней поглощающей среды  $\sim 26$  мкм показана на Рисунке 4.1. При радиусе  $R = 90$  мкм сердцевины световода радиус области с внешней поглощающей средой принимался равным 400 мкм. В расчетах радиус  $R_b$  изгиба световода варьировался от 2 до 20 мм.

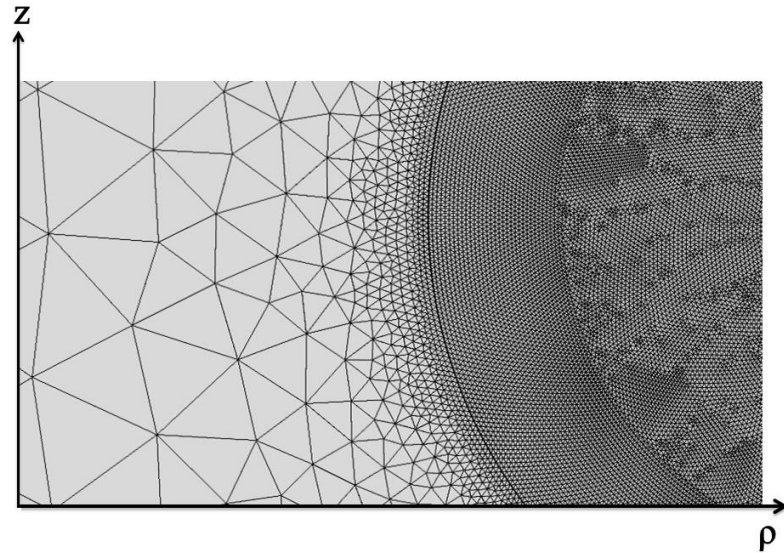


Рисунок 4.1. Расчетная сетка в программе COMSOL Multiphysics

#### 4.2.1. Профили мод в поперечном сечении световода и доля мощности моды в оболочке

Для идентификации мод изогнутого световода проводился визуальный анализ изменения профиля модуля напряженности  $|\vec{E}|$  электрического поля, заданного в виде (1.16), в поперечном сечении световода. Сначала профиль моды строился в поперечном сечении изогнутого световода при большом радиусе изгиба ( $R_b > 20$  мм), когда этот профиль визуально похож на профиль моды регулярного световода с заданными азимутальным и радиальным порядками. Далее, строились и визуально анализировались профили  $|\vec{E}|$  при уменьшении  $R_b$  до значения 2 мм с шагом 1 мм или меньше, если требовалось для идентификации моды.

На Рисунках 4.2 - 4.4 представлены профили  $|\vec{E}|$  в поперечном сечении регулярного световода ( $R_b = \infty$ ) и в сечении изогнутого световода для мод  $HE_{11}$ ,  $HE_{15}$  и  $HE_{1,30}$ . В изогнутом световоде поле моды смещено в направлении от центра изгиба (вправо на Рисунке 4.4, т.к. центр изгиба расположен слева, как показано на Рисунке 1.7). Как показано на Рисунке 4.3 и Рисунке 4.4, у мод  $HE_{1m}$  с  $m > 1$  радиальный порядок моды изогнутого световода остается таким же, как и у моды регулярного световода, а азимутальный порядок нарушается. Визуальная идентификация мод становится сложнее с уменьшением  $R_b$ . Характер изменения распределения максимумов и минимумов  $|\vec{E}|$  зависит от порядка моды. Как показано на Рисунке 4.3, у моды с  $m = 5$  профиль моды сильно изменен уже при  $R_b = 30$  мм. При  $R_b = 2$  мм радиальный порядок моды сохранен, а число вариаций по азимутальному углу возросло. У моды с  $m = 30$  (Рисунок 4.4) азимутальная зависимость не так сильно нарушается при  $R_b = 2$  мм по сравнению с модой  $HE_{15}$ . Распределение максимумов и минимумов  $|\vec{E}|$  имеет такой же вид, как показано на рисунке, и при больших  $R_b$ .

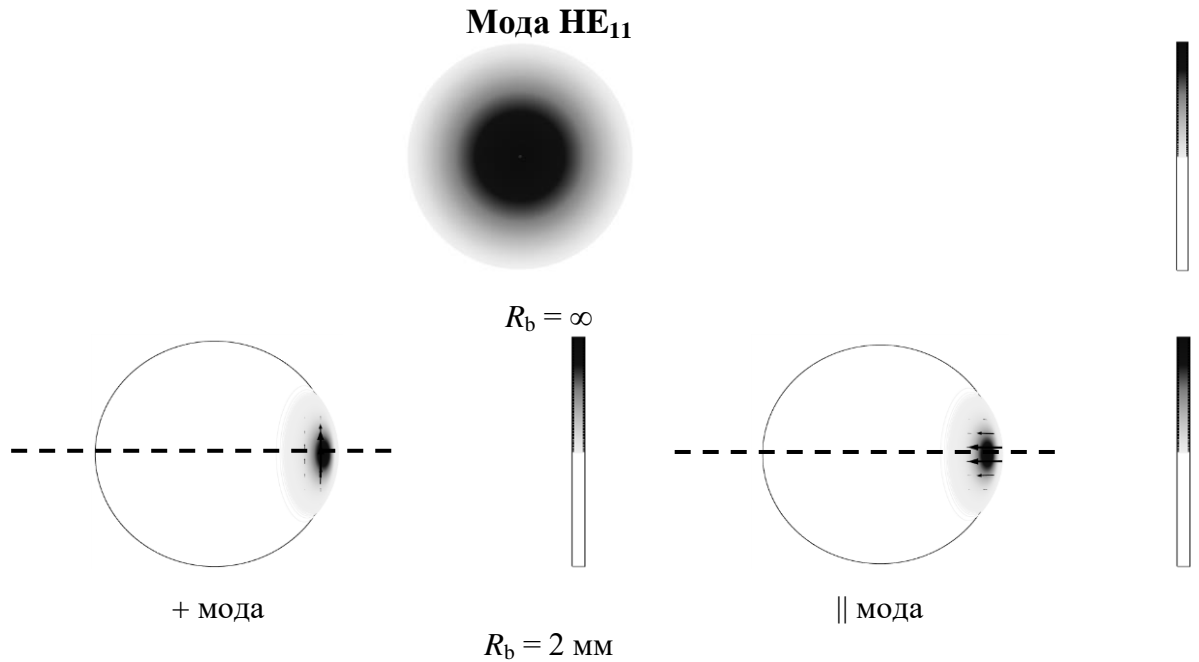


Рисунок 4.2. Профили модуля напряженности  $|\vec{E}|$  электрического поля || и + мод  $HE_{11}$  в поперечном сечении регулярного ( $R_b = \infty$ ) и изогнутого световода,  $R = 90$  мкм. Стрелками показано направление колебаний электрического поля в поперечном сечении изогнутого световода. Штриховой линией отмечена плоскость изгиба.

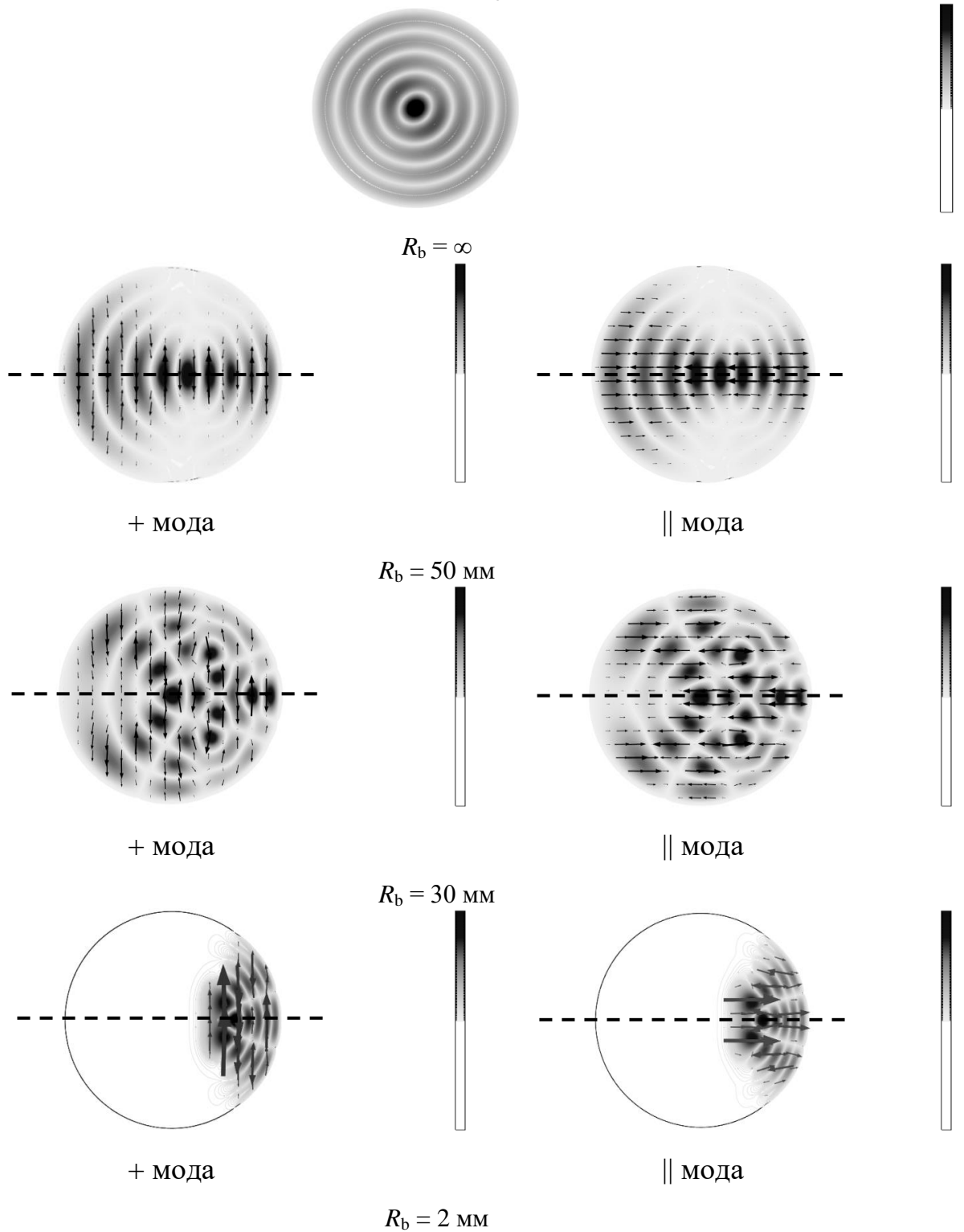
Мода  $HE_{15}$ 

Рисунок 4.3. Профили модуля напряженности  $|\vec{E}|$  электрического поля  $\parallel$  и  $+$  мод  $HE_{15}$  в поперечном сечении регулярного ( $R_b = \infty$ ) и изогнутого световода,  $R = 90 \text{ мкм}$ . Стрелками показано направление колебаний электрического поля в поперечном сечении изогнутого световода. Штриховой линией отмечена плоскость изгиба.

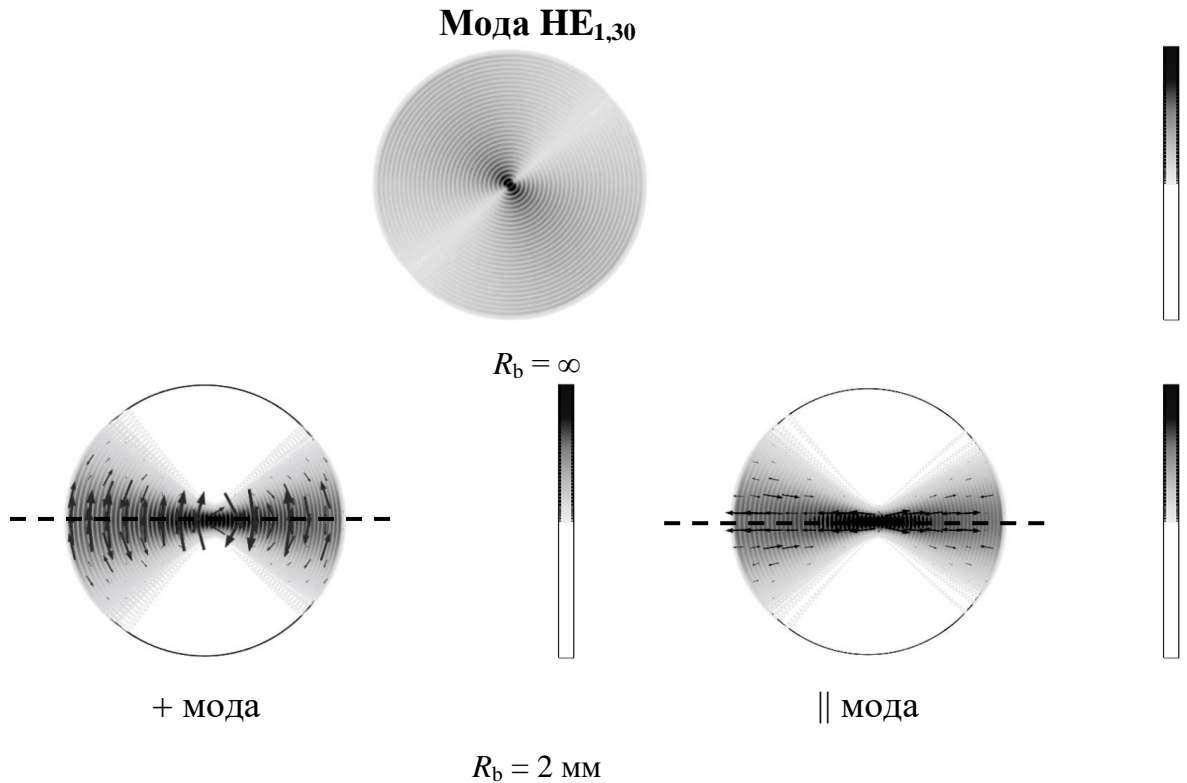
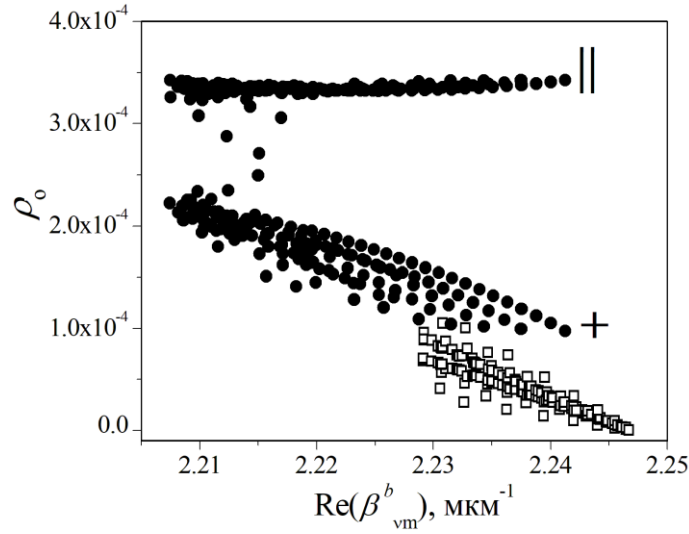


Рисунок 4.4. Профили модуля напряженности  $|\vec{E}|$  электрического поля  $\parallel$  и  $+$  мод  $HE_{1,30}$  в поперечном сечении регулярного ( $R_b = \infty$ ) и изогнутого световода,  $R = 90$  мкм. Стрелками показано направление колебаний электрического поля в поперечном сечении изогнутого световода. Штриховой линией отмечена плоскость изгиба.

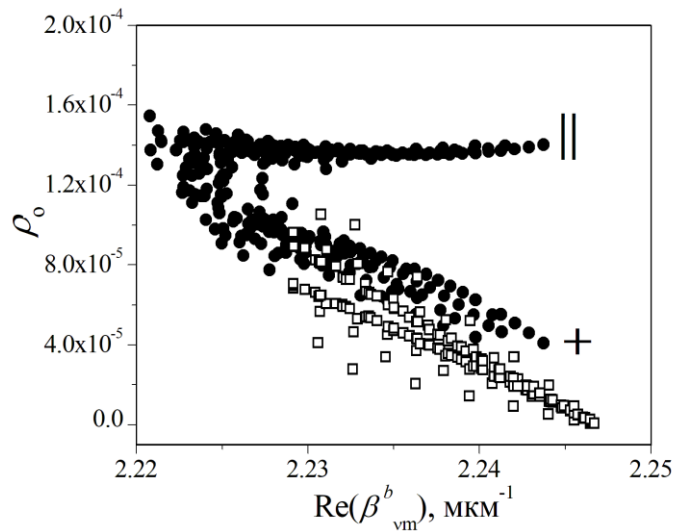
Сравним долю мощности  $\rho_0$  моды в оболочке (внешней среде) регулярного (1.24б) и изогнутого (1.29) световодов, находящихся в растворе дизельного топлива с присадкой с  $C_{\text{vol}} = 0.1\%$  (объемная доля, выраженная в процентах (см. Приложение)). В регулярном световоде доля мощности основной моды в оболочке световода с  $R = 90$  мкм мала и составляет величины порядка  $10^{-6}$  (Рисунок 4.5). Доля мощности  $+$  моды  $HE_{11}$  световода с  $R_b = 2$  мм в 10 раз, а доля мощности  $\parallel$  моды  $HE_{11}$  – в 100 раз больше доли мощности основной моды регулярного световода с таким же радиусом сердцевины. Для других мод низких радиальных и азимутальных порядков, аналогично, на изгибе наблюдается разделение мод по поляризации и увеличение доли мощности в оболочке. Отметим, что из первых 300 мод, у  $\parallel$  мод, доля мощности в оболочке практически не зависит от порядка моды, в отличие от  $+$  мод, у которых  $\rho_0$  растет при увеличении порядков мод. При уменьшении  $R_b$  доля мощности в оболочке растет.



Так, доля мощности  $\parallel$  мод при  $R_b = 2$  мм составляет величину порядка  $3.3 \cdot 10^{-4}$  (Рисунок 4.5а), а при  $R_b = 5$  мм, - порядка  $1.4 \cdot 10^{-4}$  (Рисунок 4.5б).



а



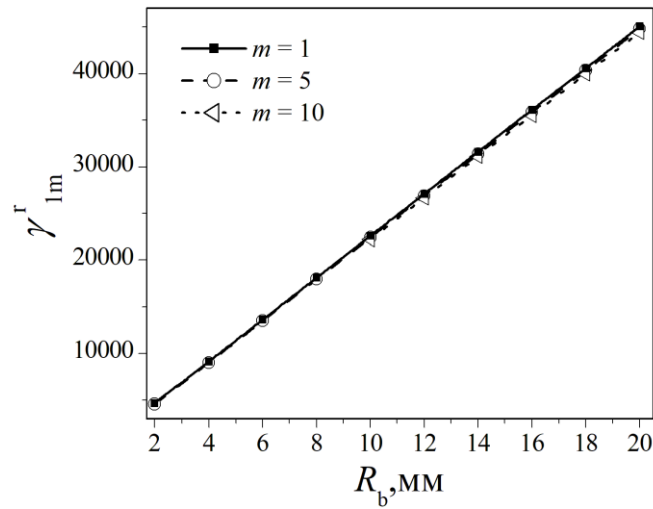
б

Рисунок 4.5. Доля мощности в оболочке мод регулярного световода (пустые квадраты) и мод изогнутого световода (закрашенные кружки) с  $R_b = 2$  мм (а) и 5 мм (б), рассчитанная для первых 300 мод.  $n_o = 1.46$ ,  $C_{vol} = 0.1\%$ .

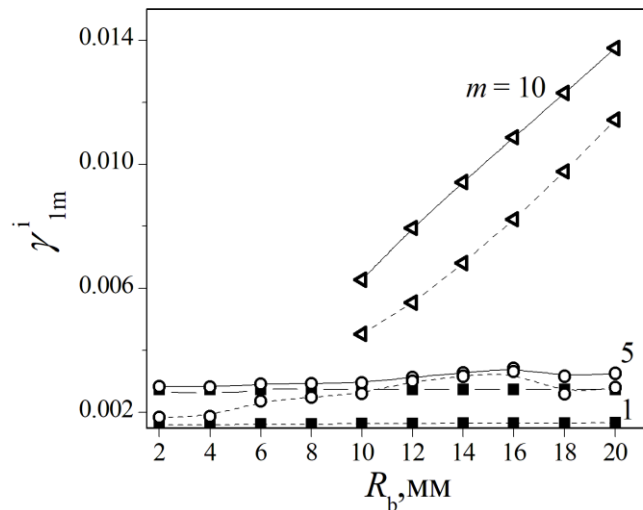
#### 4.2.2. Угловая и линейная постоянные распространения моды

Для электрического и магнитного полей мод  $HE_{1m}$  разных порядков, заданных в виде (1.16), исследуем зависимость угловой постоянной  $\gamma_{1m}$  от радиуса изгиба световода, погруженного в раствор нефтепродуктов. Как показано на Рисунке 4.6а, действительная часть  $\gamma_{1m}^r$  растет линейно с  $R_b$ , и, соответственно,

уменьшается угловой период изменения фазы поля на изгибе. У мод низких порядков с разными  $m$  при заданном  $R_b$  величина  $\gamma_{1m}^r$  отличается незначительно.



а



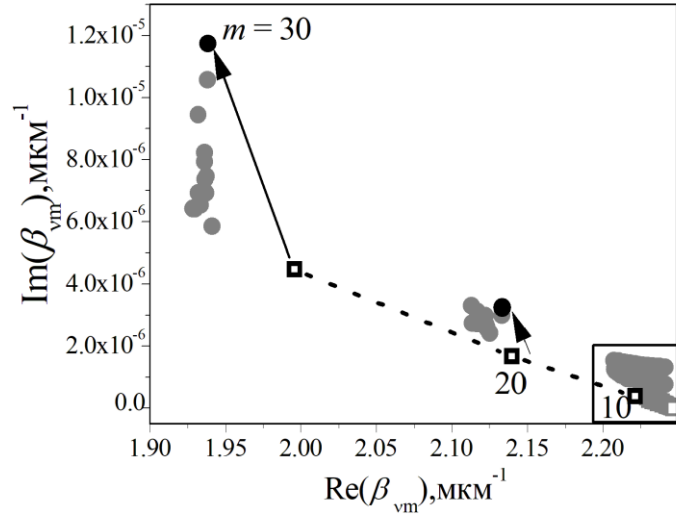
б

Рисунок 4.6. Действительная часть угловой постоянной распространения  $\parallel$  мод  $\text{HE}_{1m}$  (а); мнимая часть угловой постоянной (в логарифмическом масштабе) (б)  $\parallel$  мод  $\text{HE}_{1m}$  (сплошная линия) и  $+$  мод  $\text{HE}_{1m}$  (штриховая линия) световода в зависимости от радиуса изгиба световода с  $R = 90$  мкм.  $\lambda = 7.83$  мкм.  $C_{\text{vol}} = 1\%$ .

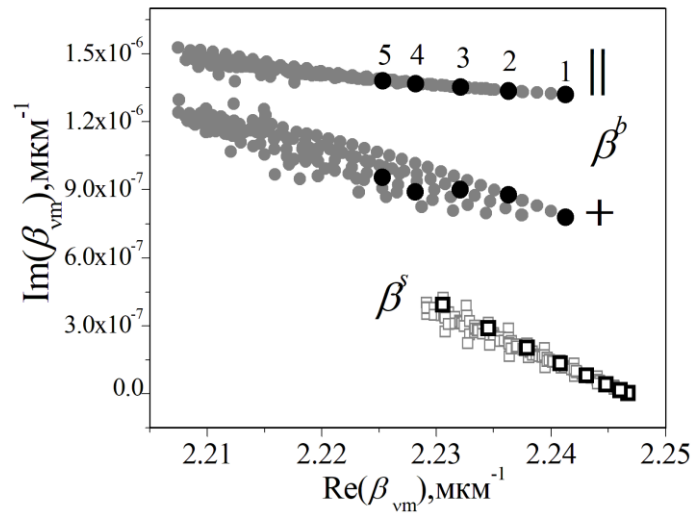
Как показано на Рисунке 4.6б, мнимая часть  $\gamma_{1m}^i$  у мод с  $m < 5$  мала и почти не меняется с изменением  $R_b$ , а поэтому и пропускание для этих мод, определяемое формулой (1.42), практически не зависит от  $R_b$ . Для мод с  $m = 10$  зависимость  $\gamma_{1m}^i$  от  $R_b$  близка к линейной, и соответственно, пропускание экспоненциально уменьшается с  $R_b$ . Значения  $\gamma_{1m}^i$  для мод с  $m = 10$  не показаны

для световода с  $R_b < 10$  мм из-за трудности визуальной идентификации мод. Поскольку при малых  $R_b$  доля мощности в оболочке у  $\parallel$  мод на Рисунке 4.5 различается незначительно, а у  $+$  мод – лишь в два раза, можно предположить, что  $\gamma_{1m}^i$  мод с  $m = 10$  имеют значения, близкие к показанным на Рисунке 4.5б модам с меньшим  $m$ .

В схеме, представленной на Рисунке 2.10, U-образный световод СЭ состоит из двух регулярных и одного изогнутого участков. Сравним продольные постоянные распространения мод регулярного световода  $\beta_{vm}^s$  и усредненные по сечению продольные постоянные распространения мод такого же изогнутого световода  $\beta_{vm}^b$  (1.17) на комплексной плоскости. На Рисунке 4.7а показаны  $\beta_{vm}^s$  и  $\beta_{vm}^b$  для первых 300 мод регулярного и изогнутого световода, соответственно, а на Рисунке 4.7б в увеличенном масштабе показана область мод низких порядков. Верхняя группа мод с  $\text{Im}(\beta_{vm}^b) > 1.3 \cdot 10^{-6}$  мкм<sup>-1</sup> относится к  $\parallel$  модам (среди них точками и цифрами отмечены моды  $\text{HE}_{1m}$  и их порядки), нижняя группа мод относится к  $+$  модам и имеет больший разброс значений  $\beta_{vm}^b$ . С возрастанием  $m$  уменьшается  $\text{Re}(\beta_{vm}^b)$ , а  $\text{Im}(\beta_{vm}^b)$  увеличивается, как и у мод регулярного световода. Для заданной моды регулярного световода величина  $\text{Im}(\beta_{vm}^s)$  всегда меньше величины  $\text{Im}(\beta_{vm}^b)$  моды изогнутого световода с теми же порядками. Для некоторых мод получаем:  $\text{Im}(\beta_{15}^b)/\text{Im}(\beta_{15}^s) \approx 7$ ,  $\text{Im}(\beta_{1,20}^b)/\text{Im}(\beta_{1,20}^s) \approx 1.9$ ,  $\text{Im}(\beta_{1,30}^b)/\text{Im}(\beta_{1,30}^s) \approx 2.6$ . В отсутствие внешнего поглощения, при  $\text{Im}(\beta_{vm}^b) = 0$ , потери в световоде с  $R_b = 2$  мм составляют величины порядка  $10^{-16}$ - $10^{-12}$  мм<sup>-1</sup>. Поэтому можно сделать вывод, что в световоде с большим показателем преломления радиационные потери на изгибе малы и величина  $\text{Im}(\beta_{vm}^b)$  определяется именно поглощением излучения во внешней среде.



а



б

Рисунок 4.7. Комплексная плоскость линейной постоянной распространения моды изогнутого ( $\beta_b$ , кружки) и регулярного ( $\beta_s$ , квадраты) световода (а); увеличенная область, выделенная на рисунке (а) квадратом, для первых 300 мод (б).

$$R_b = 2 \text{ мм}, C_{\text{vol}} = 1\%.$$

Теперь рассчитаем линейные коэффициенты затухания  $\eta_{vm}^b$  (1.47) мощности мод  $HE_{11}$  и  $HE_{15}$  изогнутого световода с  $R = 150$  мкм при разных радиусах изгиба в полосе поглощения присадки с  $\lambda = 7.83$  мкм и сравним их с продольными коэффициентами затухания мощности таких же мод регулярного световода. Линейные коэффициенты затухания мощности уменьшаются с ростом  $R_b$ , а при  $R_b > 20$  мм приближаются по величине к продольному коэффициенту затухания мощности моды регулярного световода (Рисунок 4.8).

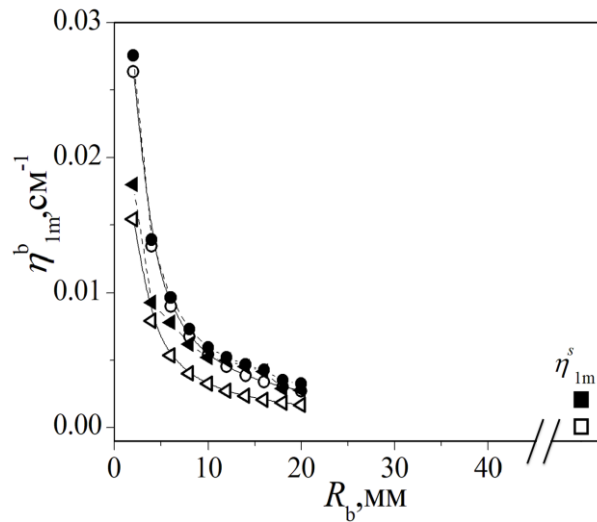


Рисунок 4.8. Линейный коэффициент затухания мощности моды HE<sub>11</sub> (пустые символы) и HE<sub>15</sub> (закрашенные символы) (кружками обозначены || моды, треугольниками + моды) в зависимости от радиуса изгиба световода, погруженного в дизельное топливо с присадкой антигель,  $C_{\text{vol}} = 1\%$ . Значения  $\eta_{1m}^s$ , рассчитанные для мод регулярного световода, показаны квадратами.

Для сравнения с результатами расчета коэффициентов затухания мощности мод регулярного световода, погруженного в чистый ацетон, которые показаны на Рисунке 3.7, рассчитаем линейные коэффициенты затухания мощности для || моды HE<sub>15</sub> изогнутого световода, погруженного в чистый ацетон, в полосе поглощения ацетона с  $\lambda = 8.18$  мкм.

Как показано на Рисунке 4.9,  $\eta_{15}^b$  превышают по величине  $\eta_{15}^s$  регулярного световода. По мере уменьшения  $R_b$  значения  $\eta_{15}^b$  растут, и при заданном  $R_b$   $\eta_{15}^b$  в световоде с  $R = 100$  мкм несколько больше по величине, чем в световоде с  $R = 150$  мкм (Рисунок 4.9).

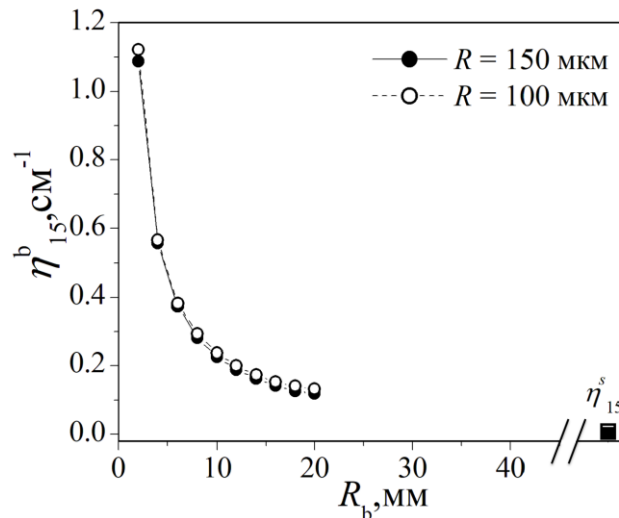


Рисунок 4.9. Линейный коэффициент затухания мощности  $\parallel$  моды  $HE_{15}$  в зависимости от радиуса изгиба при разных радиусах сердцевины изогнутого световода, погруженного в чистый ацетон. Значения  $\eta_{15}^s$ , рассчитанные для моды  $HE_{15}$  регулярного световода с  $R = 150$  мкм (закрашенный символ) и 100 мкм (пустой символ), показаны квадратами.

#### 4.3. Поглощательная способность сенсорного элемента на основе U-образного бесструктурного халькогенидного световода

При расчете пропускания СЭ на основе U-образного световода, схема которого показана на Рисунке 2.10, необходимо учесть, что спектральная задача для мод изогнутого световода не является самосопряженной, и в строгой формулировке задачи Коши необходимо учесть связь мод разных порядков. В [134] была рассмотрена связь мод сердцевины и оболочки одномодового изогнутого световода, тем не менее, при рассмотрении многомодового световода задача учета связи всех мод световода вызывает трудности. В халькогенидном световоде с  $R = 50 - 150$  мкм распространяются сотни мод с разными порядками. Учет связи между ними является сложной вычислительной задачей, поэтому для моделирования распространения излучения в таком световоде модовое представление не является эффективным. Однако, для понимания влияния изгиба на характеристики отдельных мод рассмотрим распространение отдельно взятой моды в изогнутом световоде в приближении слабой связи между модами.

На Рисунке 4.10 представлена поглощательная способность  $A_{1m}^b$  (1.43), рассчитанная для отдельных  $\parallel$  мод  $HE_{1m}$  изогнутого световода с  $R = 90$  мкм в зависимости от  $R_b$  при числе полувитков  $N_b = 1$  и  $C_{vol} = 1\%$ . Для мод с  $m < 6$ ,  $A_{1m}^b$  зависит от  $R_b$  незначительно, как и угловая постоянная на Рисунке 4.6б. Для мод с большим  $m$  величина  $A_{1m}^b$  растет почти линейно при увеличении  $R_b$ , что объясняется возрастанием  $\gamma_{1m}^i$ .

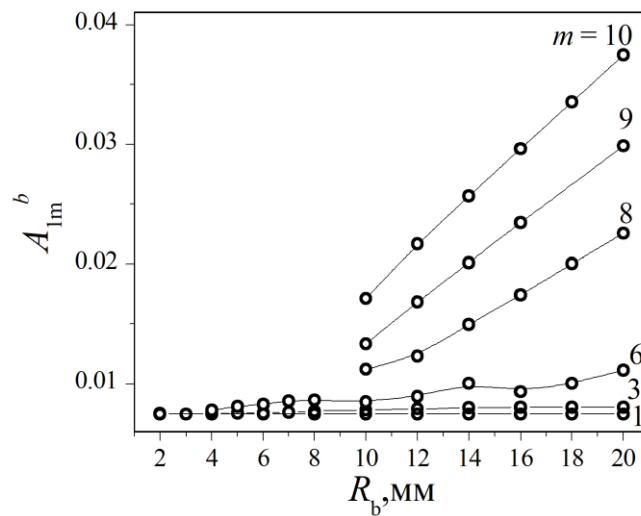


Рисунок 4.10. Поглощательная способность, рассчитанная для  $\parallel$  мод  $HE_{1m}$  изогнутого световода в зависимости от  $R_b$ .  $N_b = 1$ .  $C_{vol} = 1\%$ .  $R = 90$  мкм.  $\lambda = 7.83$  мкм.

При разной  $C_{vol}$  рассчитаем по формулам (1.43) и (1.32), соответственно, поглощательную способность  $A_{1m}^b$  изогнутого световода длиной  $L_b = N_b \cdot \pi \cdot R_b$  при  $N_b = 1$  и поглощательную способность  $A_{1m}^s$  регулярного световода длиной  $L_s$  и сравним при условии, что  $L_s = L_b$ .

Как видно из Рисунка 4.11, для каждого значения  $C_{vol}$ ,  $A_{1m}^b > A_{1m}^s$ . При  $C_{vol} = 1\%$ , для мод с  $m = 5, 20$  и  $30$ ,  $A_{1m}^b / A_{1m}^s = 15.4, 1.93$  и  $2.62$ , соответственно, поскольку, как показано на Рисунке 4.8, линейные коэффициенты затухания мощности мод изогнутого световода значительно превышают коэффициенты затухания мощности мод регулярного. Отметим, что наклон зависимостей

$A_{1m}(C_{vol})$  больше у мод более высоких порядков, как для изогнутого, так и для регулярного световодов.

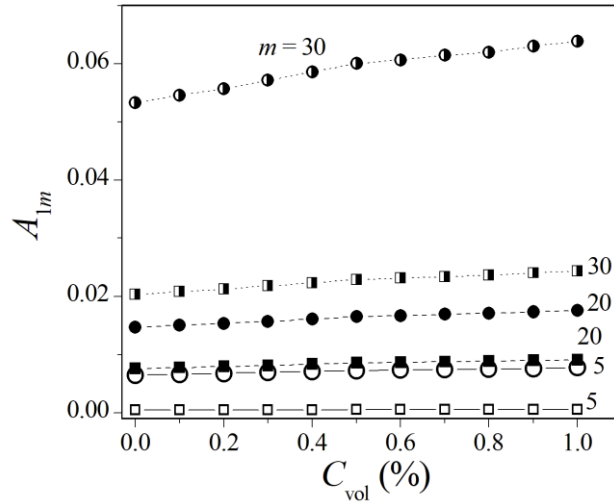


Рисунок 4.11. Поглощательная способность изогнутого (кружки) и регулярного (квадраты) световодов, рассчитанная для  $\parallel$  мод  $HE_{1m}$ .  $R_b = 2$  мм,  $N_b = 1$ ,  $\lambda = 7.83$  мкм,  $R = 90$  мкм.  $L_s = L_b = 6.28$  см.

В соответствии с формулой (1.43), поглощательная способность прямо пропорциональна угловому коэффициенту затухания мощности моды и числу полувитков изогнутого световода, т.е. длине изогнутого участка. На Рисунке 4.12 представлена зависимость  $A_{1m}^b$  от концентрации присадки для отдельных  $\parallel$  мод  $HE_{1m}$  с различными радиальными порядками, рассчитанная при разном числе полувитков  $N_b$  изогнутого световода с  $R_b = 2$  мм.

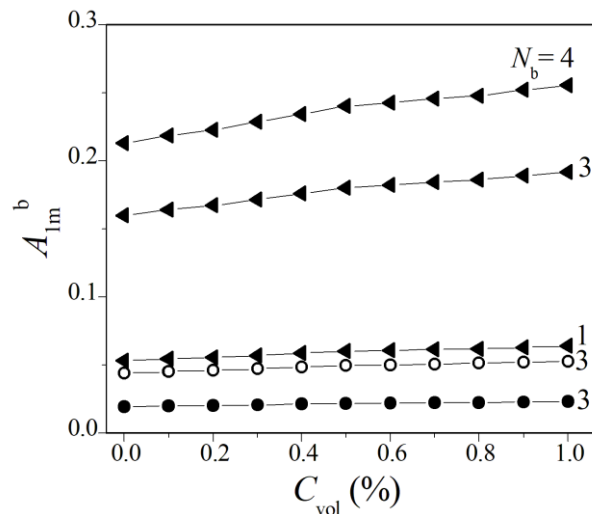


Рисунок 4.12. Поглощательная способность изогнутого световода с числом  $N_b$  полувитков в зависимости от концентрации присадки в дизельном топливе: рассчитанная для  $\parallel$  моды  $HE_{1m}$  с  $m = 5$  (закрашенные кружки), 20 (пустые кружки), 30 (треугольники).  $R_b = 2$  мм,  $\lambda = 7.83$  мкм,  $R = 90$  мкм.



Видно, что поглощательная способность значительно возрастает для моды с  $m = 30$  при увеличении  $N_b$ . Для этой моды величина  $A_{1m}$ , рассчитанная при  $N_b = 1$ , имеет почти такие же значения, что и у моды с  $m = 20$  при  $N_b = 3$ .

Для сравнения с результатами измерений, представленными в Главе 2, построим зависимость поглощательной способности от концентрации присадки в дизельном топливе для отдельных  $\parallel$  мод  $HE_{1m}$  изогнутого световода с  $R_b = 2$  мм (Рисунок 4.13). Длина изогнутого участка  $L_b \approx 6.28$  мм, суммарная длина регулярного участка  $L_s = 20$  мм. Полная поглощательная способность U-образного световода рассчитывалась для отдельных  $\parallel$  мод  $HE_{1m}$  по формуле (1.45). Измеренная зависимость  $A_{1m}(C_{vol})$ , показанная кружками на Рисунке 4.13, является более крутой, чем зависимости, рассчитанные для отдельных мод с  $m \leq 30$ . Как отмечалось выше, в расчетах не учитывается связь мод, поэтому, можно предположить, что характер связи мод зависит от  $C_{vol}$ . Следует также принять во внимание связь мод, распространяющихся в изогнутом световоде на разных длинах волн при измерениях на базе спектрофотометра с широкополосным источником излучения.

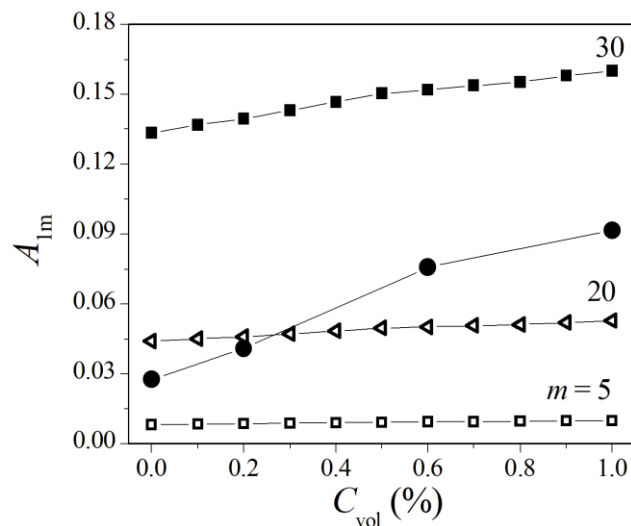


Рисунок 4.13. Поглощательная способность СЭ на основе U-образного бесструктурного световода в зависимости от концентрации присадки в дизельном топливе, полученная в эксперименте (кружки), рассчитанная для  $\parallel$  мод  $HE_{1m}$  с  $m = 5$  (пустые квадраты), 20 (пустые треугольники) и 30 (закрашенные квадраты).  $R_b = 2$  мм,  $\lambda = 7.83$  мкм,  $R = 90$  мкм.

#### 4.4. Выводы

В Главе 4 в теоретической модели, изложенной в Главе 1 (п.1.3.3), выявлены особенности взаимодействия оптического излучения с внешней поглощающей средой в изогнутом бесструктурном световоде, погруженном в жидкую среду в виде двухкомпонентной смеси нефтепродуктов.

В результате численного решения спектральной задачи в программе COMSOL Multiphysics получены моды изогнутого бесструктурного световода, погруженного в поглощающую среду, которые удовлетворяют условию Дирихле на границе расчетной сетки в поперечном сечении световода. Параметры мод являются комплексными и в отсутствие поглощения, что соответствует радиационным потерям на изгибе. На изгибе халькогенидного световода радиационные потери очень малы даже при малых радиусах изгиба в связи с большой разницей показателей преломления халькогенидного стекла и внешней среды.

Показано, что доля мощности в оболочке (внешней среде) моды изогнутого световода больше, чем у такой же моды регулярного световода. Для первых 300 мод изогнутого световода показано, что при увеличении азимутального и радиального порядков доля мощности в оболочке у  $\parallel$  мод меняется незначительно и растет у  $\perp$  мод. Доля мощности в оболочке у  $\parallel$  моды больше, чем у  $\perp$  моды с теми же порядками. Соответственно, при заданных порядках угловой и линейный коэффициенты затухания мощности больше у  $\parallel$  мод и растут при увеличении порядков мод обеих поляризаций. Линейный коэффициент затухания мощности моды изогнутого световода больше по величине, чем продольный коэффициент затухания мощности такой же моды регулярного световода. Так, у  $\parallel$  моды  $HE_{11}$  изогнутого световода с  $R = 90$  мкм и  $R_b = 20$  мкм линейный коэффициент затухания мощности больше, чем продольный коэффициент затухания мощности моды  $HE_{11}$  регулярного световода с таким же радиусом сердцевины в 44 раза.

На примере бесструктурного световода с  $R = 90$  мкм и  $R_b = 2$  мм и показано, что угловой коэффициент затухания мощности мод  $HE_{1m}$  с  $m < 5$  слабо зависит от радиуса изгиба, как и рассчитанная для таких мод поглощательная способность

СЭ. У мод более высоких порядков угловой коэффициент затухания мощности зависит от радиуса изгиба, и эта зависимость близка к линейной.

Таким образом, характер зависимости углового коэффициента затухания мощности от  $R_b$  определяется степенью локализации поля моды в сердцевине регулярного световода, которая, как показано на Рисунке 4.5, выше у мод низких порядков.

Линейный коэффициент затухания мощности моды при уменьшении радиуса изгиба возрастает. Так, при уменьшении радиуса изгиба в 2 раза, линейный коэффициент затухания мощности  $\parallel$  моды  $HE_{15}$  изогнутого световода возрастает в 1.8 раза, при уменьшении радиуса изгиба в 10 раз, - в 4.6 раз. Однако, увеличение линейного коэффициента затухания мощности моды при уменьшении радиуса изгиба не приводит к существенному увеличению поглощательной способности, поскольку при этом уменьшается длина распространения моды по изогнутому световоду.

При заданной концентрации раствора поглощательная способность отдельной моды прямо пропорциональна угловому коэффициенту затухания мощности моды и числу полувитков изогнутого световода. Поглощательная способность, рассчитанная для мод низких порядков с малыми угловыми коэффициентами затухания мощности, слабо зависит от радиуса изгиба. Для мод  $HE_{1m}$  с  $m > 10$ , имеющих большой угловой коэффициент затухания мощности, поглощательная способность растет линейно с радиусом изгиба, что связано с увеличением длины распространения в световоде. При заданном радиусе изгиба поглощательная способность больше, чем для заданной моды регулярного световода такой же длины, причем, тем больше, чем выше порядки заданной моды.

Для СЭ на основе U-образного световода, показанного на Рисунке 2.10, в приближении слабой связи между модами изогнутого световода рассчитана поглощательная способность для отдельных мод при малых концентрациях присадки в дизельном топливе. Сравнение рассчитанной при разных концентрациях раствора поглощательной способности для отдельных мод

U-образного световода с результатами эксперимента показало, что имеется различие в наклоне калибровочных графиков, полученных в эксперименте и в расчете, поскольку в теоретической модели не учитывалась связь между отдельными модами изогнутого световода. Для учета связи мод в изогнутом многомодовом световоде надо использовать теоретический подход, основанный на представлении полного поля, а не на модовом представлении излучения.

Результаты Главы 4 позволяют сделать вывод о том, что использование аналитического зонда на основе U-образного СЭ может повысить поглощательную способность в том случае, когда на входном торце возбуждаются моды низких порядков, продольные коэффициенты затухания мощности которых очень малы в регулярном световоде. Как было показано в Главе 3, моды высоких порядков регулярного световода имеют большие коэффициенты затухания мощности, однако, для их возбуждения нужен источник когерентного излучения. В этом случае использование U-образного СЭ не является необходимым. Однако, датчик на основе U-образного аналитического зонда с радиусом изгиба менее 5 мм является более практичным и компактным. Минимальная величина радиуса изгиба зависит от технологических ограничений при изготовлении зонда. Так, U-образные зонды, изготовленные по технологии [23], описанной в Главе 2, с радиусом менее 2 мм имеют низкое качество. Поскольку радиационные потери на изгибе халькогенидного световода малы, увеличение числа витков изогнутого световода позволяет повысить поглощательную способность U-образного СЭ.

Коммерческие U-образные зонды с различными радиусами изгиба (2 мм, 5 мм) на основе халькогенидных (As-S) и поликристаллических световодов (галогенид серебра AgCl:AgBr), работающие в диапазоне длин волн от 3 до 18 мкм с пределом обнаружения 0.1 - 1% в зависимости от состава и свойств исследуемой смеси веществ и типа спектрометра в настоящее время разрабатываются фирмой Artphotonics (Берлин, Германия) [16].

Результаты Главы 4 опубликованы в [114].

## Глава 5. Исследование дисперсионных свойств мод халькогенидного световода

Применим разработанную в Главе 1 теоретическую модель, основанную на численном решении характеристического уравнения, для исследования спектральных зависимостей дисперсии групповой скорости (ДГС) высших мод регулярных халькогенидных световодов с бесконечной оболочкой (как воздушной, так и стеклянной). Параметр ДГС рассчитывается для мод световодов из стекол составов  $As_2S_3$  и  $As_2Se_3$ , для которых известны формулы Зельмейера для спектральных зависимостей показателя преломления. Поскольку нули ДГС этих составов стекол лежат в области длин волн 5 - 7 мкм, исследуется возможность смещения нулей ДГС в коротковолновую область, а также возможность совмещения функции СЭ и генератора СК в одном волоконном устройстве.

### 5.1. Дисперсионные характеристики мод регулярного халькогенидного световода с бесконечной оболочкой

Рассчитаем спектральные зависимости параметра ДГС мод регулярного световода с  $R = 150$  мкм из стекла состава  $As_2Se_3$ , как бесструктурного, находящегося в воздухе, так и с бесконечной оболочкой из стекла состава  $As_2S_3$ . Для этого воспользуемся методом численного решения характеристического уравнения (1.13). Спектральные зависимости показателя преломления стекол рассчитаем по формуле Зельмейера [135]:

$$n^2 = 1 + \sum_i \frac{A_i \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - B_i^2} \quad (5.1)$$

с коэффициентами  $A_i$  и  $B_i$ , приведенными в Таблице 7. Известно, что нули ДГС стекол составов  $As_2S_3$  и  $As_2Se_3$  соответствуют длинам волн  $\lambda_0 = 4.9$  мкм и 7.1 мкм, соответственно [136].

Таблица 7. Коэффициенты в формуле Зельмейра (5.1) для стекол составов  $As_2S_3$  и  $As_2Se_3$ .

	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_5$	$B_1$	$B_2$	$B_3$	$B_4$	$\lambda_0$
$As_2S_3$	1.898	1.9222	0.8765	0.1188	0.9569	0.15	0.25	0.35	0.45	4.9
$As_2Se_3$	6.742	0.2274				0.324	22.54			7.1

Параметр ДГС:

$$D = -(2 \cdot \pi \cdot c \cdot \beta_2) / \lambda^2 \quad (5.2)$$

с коэффициентом:

$$\beta_2 = d^2 \beta_{vm} / d\omega^2 \quad (5.3)$$

где  $\omega = 2 \cdot \pi \cdot c / \lambda$  - частота излучения в диапазоне  $\lambda = 1 - 8$  мкм. Оказалось, что значения  $u_{vm}$ ,  $w_{vm}$ ,  $\beta_{vm}$  и параметра  $D$ , полученные для мод  $TE_{0m}$ ,  $TM_{0m}$ ,  $HE_{1m}$  и  $EH_{1m}$  с одинаковым порядком  $m$ , имеют близкие значения при малых  $m$ , когда  $k^2 \cdot n_o^2 \gg u_{vm}^2 / R^2$ , где  $n_o = 1$ . У мод разного типа с большим  $m$ , близких к отсечке, когда  $u \rightarrow V$ , различия значений  $D$  растут. Однако, длина волны  $\lambda_0$ , соответствующая  $D = 0$ , у мод разного типа с одинаковым  $m$  различается не более чем на 1 - 2 %. Поэтому в дальнейшем изложении результаты представлены для мод  $HE_{1m}$ , а также для мод  $HE_{vm}$  с  $v \neq 1$ .

Поскольку число направляемых мод уменьшается с ростом  $\lambda$ , в задаче генерации СК в отдельно взятой моде необходимо выбрать спектральный интервал, в котором рассматриваемая мода не уйдет за отсечку при нелинейном преобразовании частоты. Для этого в рассматриваемой спектральной области для каждой длины волны  $\lambda_{max}$  определялась мода с наибольшим  $m$  ( $m_{max}$ ), а дисперсионная характеристика рассчитывалась для этой моды в интервале от 1 мкм до  $\lambda_{max}$ . Оказалось, что любая направляемая мода рассматриваемых световодов в той или иной степени позволяет сдвигать  $\lambda_0$  в коротковолновую область. Как показано на Рисунке 5.1а, при фиксированном  $v$  с увеличением  $m$

происходит смещение  $\lambda_0$  в область более коротких длин волн, как и с увеличением  $\nu$  при фиксированном  $m$ .

На Рисунке 5.1б представлены результаты расчета  $\lambda_0$  для  $HE_{1m}$  мод с  $m_{max}$  на длине волны  $\lambda_{max}$  от 3 мкм до 7 мкм, значения которой также отмечены на графике.

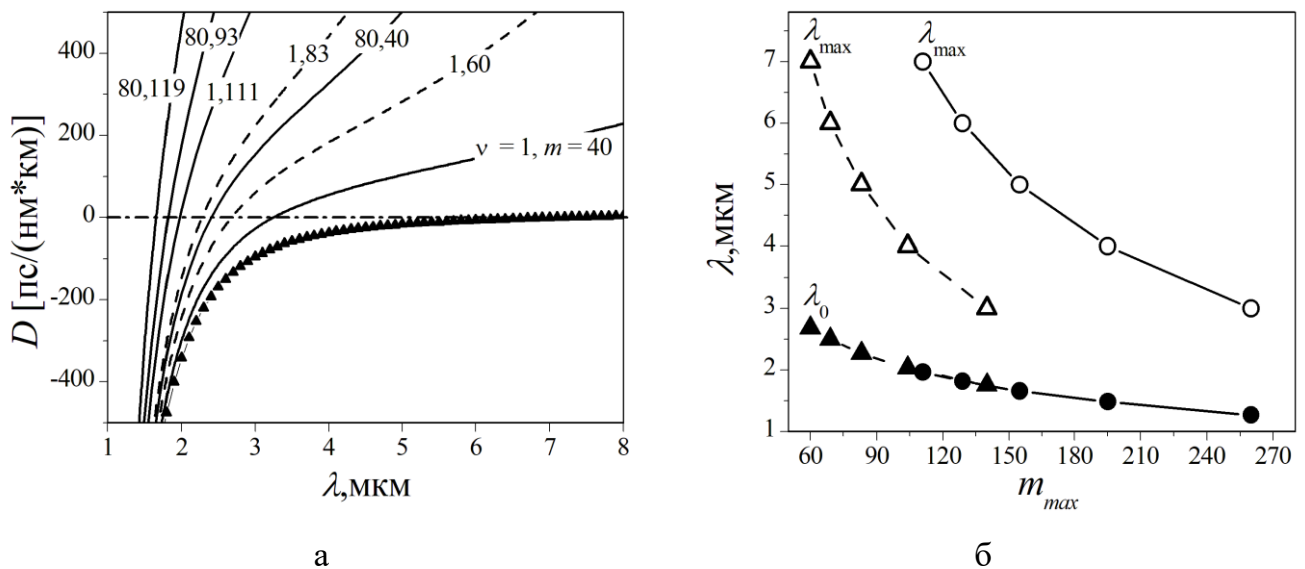


Рисунок 5.1. а) Спектральная зависимость параметра ДГС для  $HE_{\nu m}$  мод световода с сердцевиной из стекла состава  $As_2Se_3$  в воздухе (сплошные линии) и с оболочкой из стекла состава  $As_2S_3$  (штриховые линии),  $R = 150$  мкм. Треугольниками на графике показана спектральная зависимость  $D = -\lambda/c \cdot (d^2n/d\lambda^2)$  для стекла состава  $As_2Se_3$ ; б) нули ДГС  $\lambda_0$  (закрашенные символы) для  $HE_{1m}$  мод с  $m_{max}$  на длине волны  $\lambda_{max}$  (пустые символы) световода с сердцевиной из стекла состава  $As_2Se_3$  в воздухе (кружки) и с оболочкой из стекла состава  $As_2S_3$  (треугольники).

Видно, что при изменении  $\lambda_{max}$  в диапазоне от 3 мкм до 7 мкм значение  $\lambda_0$ , полученное для мод бесструктурного световода, увеличивается, соответственно, от 1.25 мкм до 1.9 мкм, а в случае световода со стеклянной оболочкой - от 1.75 мкм до 2.6 мкм.

Тогда моды бесструктурного световода с большими  $m_{max}$ , имеющие  $\lambda_0$  в области длин волн меньше длины волны генерации эрбиевого лазера 1.56 мкм, могут распространяться как направляемые в спектральной области до  $\lambda_{max} = 3 - 4$  мкм, и, таким образом, не подходят для генерации СК в среднем ИК-диапазоне. Выбирая моды с меньшими  $m_{max}$ , можно продвинуться в область больших  $\lambda$ , но ценой некоторого увеличения  $\lambda_0$  и, соответственно, увеличения

длины волны накачки до 2 мкм. В случае световода со стеклянной оболочкой с такой накачкой можно получить СК в области  $\lambda < 4$  мкм, а для продвижения в длинноволновую область надо использовать накачку с  $\lambda > 2$  мкм. При использовании световода с меньшим  $R$  величина  $\lambda_0$  у каждой моды становится меньше, но при этом уменьшается число мод на каждой длине волны и величина  $\lambda_{\max}$ .

Для селективного возбуждения высших мод можно использовать различные методы, в частности, ввод светового пучка под углом к оси световода. Однако, при этом возможно возбуждение нескольких мод. Для оценки вклада межмодовой дисперсии в световоде длиной  $L$  для мод  $HE_{1m}$  рассчитаем групповые скорости:

$$u_m = d\beta_{1m} / d\omega \quad (5.4)$$

и определим их разности:

$$\Delta u = |u_{m_2} - u_{m_1}| \quad (5.5)$$

На Рисунке 5.2а показана групповая скорость  $u_m = \tau_m/L$  ( $\tau_m$  – групповая задержка мод) для моды с  $m_1 = 111$  (на Рисунке 5.1  $\lambda_0$  для этой моды находится в области 2 мкм) и ближайших к ней мод с порядками  $m_2$ . В области нулей ДГС, которым соответствуют минимумы зависимостей  $u_m(\lambda)$  на Рисунке 5.2а,  $\Delta u$  на порядок меньше  $u_m$ .

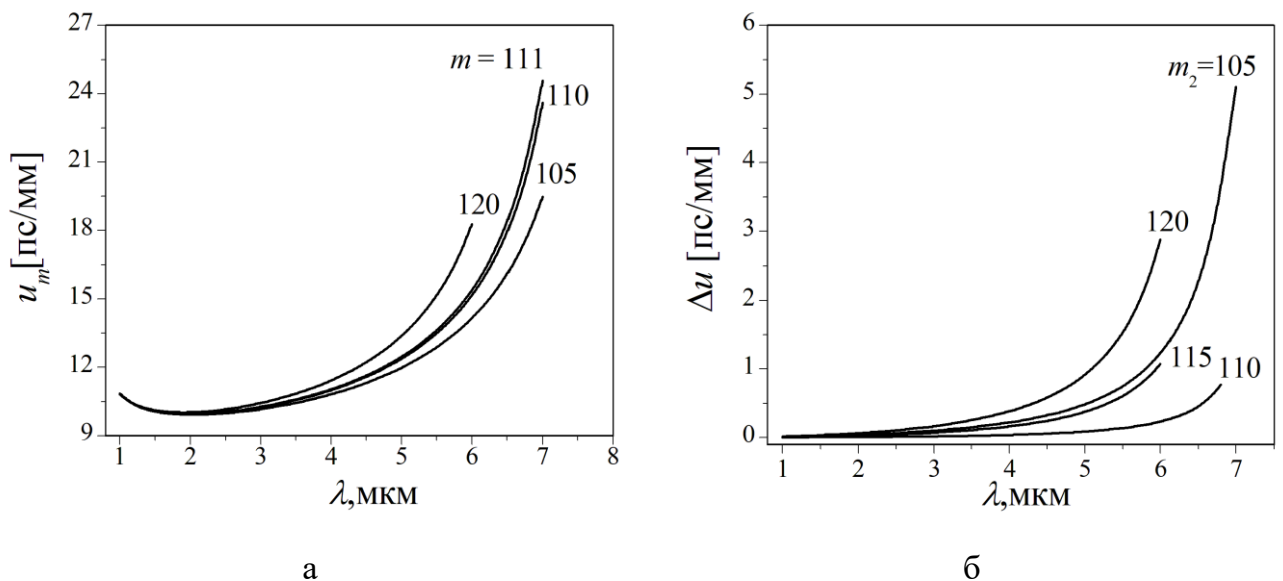


Рисунок 5.2. Спектральная зависимость: а) групповых скоростей  $HE_{1m}$  мод, рассчитанная для каждой моды; б) разностей групповых скоростей  $HE_{1m}$  мод бесструктурного световода с  $R = 150$  мкм из стекла состава  $As_2Se_3$ ,  $m_1 = 111$ .



При увеличении  $\lambda$  разности групповых скоростей растут, но моды с  $m_2 > 111$  уже не являются направляемыми в области  $\lambda > 6$  мкм. Таким образом, в рассмотренном случае на заданной длине световода  $L$  групповые задержки  $u_m \cdot L$  отдельных мод значительно больше, чем  $\Delta u \cdot L$ , т.е. преобладает внутримодовая дисперсия. В общем случае вклад межмодовой дисперсии определяется исходя из условий селективного возбуждения мод.

Таким образом, использование высших мод регулярного световода позволяет компенсировать нормальную дисперсию халькогенидного стекла в ИК-диапазоне.

## **5.2. Исследование возможности совмещения функции сенсорного элемента и генератора суперконтинуума в одном волоконном устройстве**

На Рисунке 5.3а представлена спектральная зависимость параметра ДГС для мод  $HE_{vm}$  бесструктурного световода из стекла состава  $As_2Se_3$  в воздухе при разном значении  $R$ . В световоде с меньшим  $R$  происходит больший сдвиг нуля ДГС в область коротких длин волн. На Рисунке 5.3б представлены продольные коэффициенты затухания мощности мод такого же световода в воздухе при разном значении  $R$ . Согласно результатам п.3.2.1, продольный коэффициент затухания мощности моды растет при увеличении коэффициента поглощения внешней среды и уменьшении  $R$ . Коэффициент затухания мощности каждой моды возрастает в области полос поглощения и заметно растет с длиной волны даже в области слабого поглощения жидкости. Продвижение в длинноволновую область позволяет увеличить коэффициенты затухания мощности у мод с относительно низкими радиальными или азимутальными порядками. Видно, что нули ДГС высших мод приходятся на спектральную область полосы поглощения воды с максимум на длине волны 3 мкм. Поэтому генерация СК в высших модах возможна только в той части световода, которая находится в воздухе. В сенсорном элементе нелинейное преобразование частоты становится невозможным.

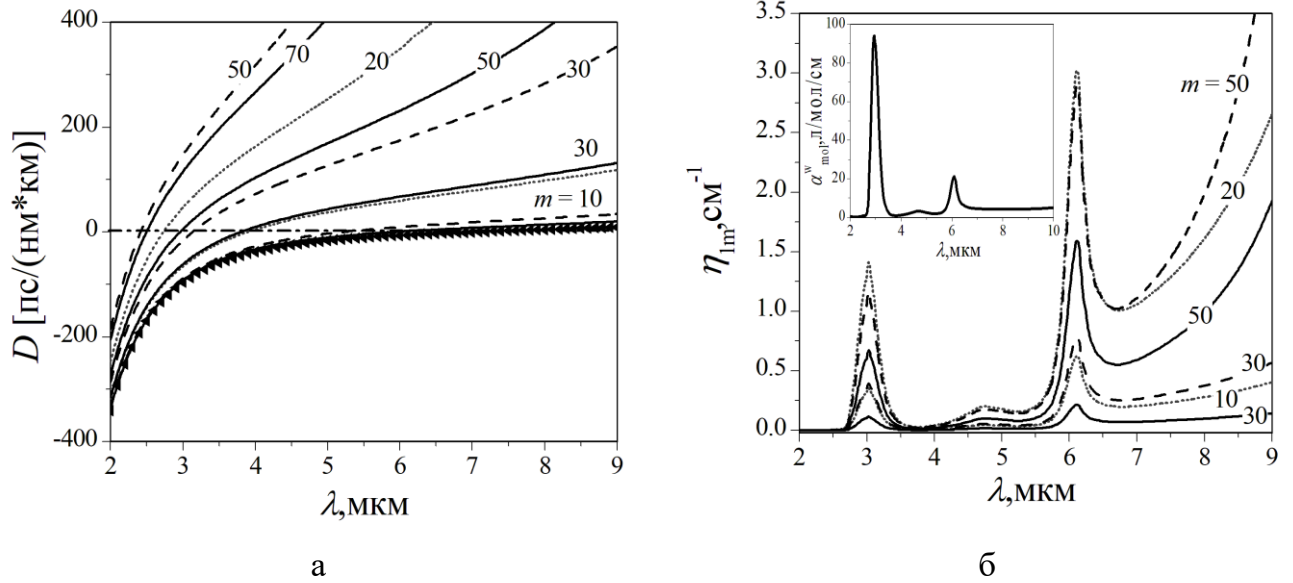


Рисунок 5.3. Спектральная зависимость: а) параметра ДГС для мод  $HE_{vm}$  бесструктурного световода из стекла состава  $As_2Se_3$  в воздухе. Треугольниками на графике показана спектральная зависимость  $D = -\lambda/c \cdot (d^2n/d\lambda^2)$  для стекла состава  $As_2Se_3$ ; б) продольного коэффициента затухания мощности мод  $HE_{1m}$  световода, погруженного в чистую воду.  $R = 50$  мкм (штриховые линии), 100 мкм (пунктирные линии), 150 мкм (сплошные линии). Вкладка: спектральная зависимость коэффициента молярного поглощения воды.

### 5.3. Выводы

Спектральные зависимости параметра ДГС мод многомодового регулярного световода с бесконечной оболочкой получены в результате численного решения характеристического уравнения (1.13). Установлено, что использование для передачи оптического излучения высших мод позволяет компенсировать нормальную дисперсию халькогенидного стекла в ИК-диапазоне. Показано, что свойства высших мод халькогенидных световодов позволяют совмещать функции СЭ и генератора СК в одном световоде.

Высшие моды многомодового халькогенидного световода имеют дисперсионные характеристики с нулями ДГС в области меньших длин волн по сравнению с нулями ДГС халькогенидного стекла, что важно при накачке СК лазерными импульсами на длинах волн 1.5 - 2 мкм. В отличие от маломодовых световодов с тонкой сердцевиной, использование многомодовых световодов имеет технологические преимущества. Эффективность нелинейной модуляции

фазы электромагнитной волны с интенсивностью  $I$  в одномодовом волоконном световоде определяется величиной  $I \cdot n_K / A_{\text{eff}}$ , где  $n_K$  – керровская постоянная,  $A_{\text{eff}}$  – эффективная площадь моды. Величина  $n_K$  в халькогенидных стеклах на 2-3 порядка больше, чем у кварцевого стекла. При использовании одномодовых световодов  $A_{\text{eff}}$  уменьшается за счет уменьшения диаметра волокна. В рассматриваемых в данной работе многомодовых световодах доля мощности излучения, распространяющегося в сердцевине, меньше у мод с большим  $m$ . Моды  $HE_{\nu m}$  имеют внутренние каустики, при больших  $\nu$  и  $m$  локализованы в сердцевине вблизи ее границы с оболочкой. Поскольку часть поля моды распространяется вне сердцевины, нелинейная модуляция будет эффективнее в световоде с оболочкой из халькогенидного стекла.

С использованием высших мод связана новая стратегия в разработках мощных волоконных лазеров [137]. В нелинейной волоконной оптике за счет большого числа различных типов волн, распространяющихся в световоде с разной групповой скоростью, появляются беспрецедентные возможности для синхронизации нелинейных оптических процессов [137-140]. Нелинейное взаимодействие мод высоких порядков в световодах из кварцевого стекла исследовалось в задачах преобразования частоты излучения при четырехволновом смешении [140], для оптической обработки сигнала [141] и генерации СК [142]. В отличие от одномодовых, в мало- и многомодовых световодах условию фазового синхронизма могут удовлетворять несколько комбинаций мод. Согласование групповых скоростей отдельных мод позволяет осуществить выполнение условия фазового синхронизма в широкой полосе частот в заданной спектральной области [65]. В теоретических исследованиях, основанных на численном решении обобщенного уравнения Шредингера [140,143,144], установлено, что эффективность генерации СК в многомодовых световодах определяется длиной группового разбегания импульсов, распространяющихся в разных модах, дисперсионными свойствами отдельных мод и мощностью накачки. В [145] и [146] показано, что смещение нулей ДГС в

коротковолновую область растет при увеличении разницы показателей преломления сердцевины и оболочки.

Использование дисперсионных свойств многомодовых световодов позволяет решать многие проблемы современных волоконно-оптических устройств, например, такие как большие оптические потери в местах соединения волокон, генерирующих СК и сенсорных элементов, низкая плотность мощности ультракоротких импульсов, распространяющихся в маломодовых халькогенидных волокнах, а также хрупкость халькогенидных волокон с сердцевиной субволнового размера.

Результаты Главы 5 опубликованы в [147,148].

## Заключение

В диссертационной работе на основе волновой теории волоконных световодов разработаны и применены теоретические модели для исследования особенностей взаимодействия оптического излучения на заданной длине волны с внешней поглощающей средой в сенсорных элементах волоконно-оптических спектроскопических датчиков. Проведена верификация разработанных моделей в лабораторном эксперименте. Разработанные теоретические модели могут быть адаптированы к использованию в различных задачах волоконной эванесцентной спектроскопии среднего ИК-диапазона и использованы как основа системы проектирования сенсорных элементов датчиков для контроля в режиме реального времени состояния производственных, природных и биологических процессов, а также в научных исследованиях.

В результате решения поставленных задач выявлены особенности взаимодействия мод волоконного световода с внешней поглощающей средой. Установлен характер изменения пространственных и энергетических параметров мод световода, находящегося в поглощающей среде, в зависимости от величины коэффициента поглощения среды, а также от длины волны излучения и диаметра сердцевины световода.

Установлено, что параметром оптимизации выходных характеристик волоконно-оптического спектроскопического датчика с сенсорным элементом на основе регулярного световода является отношение длины сенсорного элемента к продольной длине затухания мощности моды. Для получения высокой чувствительности величина этого отношения должна быть в интервале от 0.5 до 2 для всех концентраций исследуемого вещества в заданном диапазоне. Моды более высоких порядков имеют большие продольные коэффициенты затухания мощности и, соответственно, меньшие продольные длины затухания мощности. Передача излучения посредством таких мод позволит получить компактный высокочувствительный сенсорный элемент.

Для величины продольного коэффициента затухания мощности моды определяющим является значение действительной части параметра моды в оболочке световода. Чем меньше этот параметр, тем больше глубина проникновения поля моды в среду и тем больше продольный коэффициент затухания мощности.

Для увеличения коэффициентов затухания мощности можно варьировать профиль показателя преломления световода. На примере световода М-типа показано, что продольные коэффициенты затухания мощности мод тонкой кольцевой оболочки с низкими порядками сравнимы по величине с коэффициентами затухания мощности мод высоких порядков бесструктурного световода с тем же радиусом сердцевины. Уменьшение толщины оболочки до нескольких микрон позволяет значительно увеличить коэффициенты затухания мощности и сократить, таким образом, размеры сенсорного элемента до нескольких миллиметров. Для создания кольцевой оболочки на поверхности бесструктурного световода подходит технология осаждения из газовой фазы. Эффективность функционирования такой структуры зависит от условий возбуждения мод оболочки, что является одной из задач дальнейших исследований.

Известным способом увеличения чувствительности волоконно-оптического спектроскопического датчика является использование сенсорного элемента на основе U-образного световода. В диссертационной работе выявлены особенности взаимодействия мод изогнутого бесструктурного световода с внешней поглощающей средой. Поскольку доля мощности в оболочке (внешней среде) моды изогнутого световода больше, чем у такой же моды регулярного световода, линейный коэффициент затухания мощности моды изогнутого световода больше по величине, чем продольный коэффициент затухания мощности такой же моды регулярного световода.

В приближении слабой связи между модами рассчитана поглощательная способность для отдельных мод изогнутого бесструктурного световода и показано, что при заданном радиусе изгиба поглощательная способность прямо

пропорциональна угловому коэффициенту затухания мощности моды и числу витков световода. Сравнение рассчитанной при разных концентрациях раствора поглотительной способности для отдельных мод U-образного световода с результатами эксперимента показало, что имеется различие в наклоне калибровочных графиков, полученных в эксперименте и в расчете, поскольку в теоретической модели не учитывалась связь между отдельными модами изогнутого световода. Для учета связи мод в изогнутом многомодовом световоде надо использовать теоретический подход, основанный на представлении полного поля.

Использование аналитического зонда на основе U-образного СЭ может повысить поглотительную способность в том случае, когда на входном торце возбуждаются моды низких порядков, коэффициенты затухания мощности которых очень малы в регулярном световоде. Однако, датчик на основе U-образного аналитического зонда с радиусом изгиба менее 5 мм в любом случае является более практичным и компактным. Минимальная величина радиуса изгиба зависит от технологических ограничений при изготовлении зонда.

Исследованы дисперсионные свойства мод многомодового регулярного бесструктурного световода и установлено, что высшие моды имеют дисперсионные характеристики с нулями ДГС в области меньших длин волн по сравнению с нулями ДГС халькогенидного стекла, что важно при накачке СК лазерными импульсами на длинах волн 1.5 - 2 мкм. Использование для передачи оптического излучения высших мод позволяет компенсировать нормальную дисперсию халькогенидного стекла в ИК-диапазоне, что дает возможность совмещать функции сенсорного элемента и генератора суперконтинуума в одном волоконном световоде.

Среди всех полученных в диссертационной работе значимых для теории и практики результатов следует отметить выявленные в результате расчетов особенности взаимодействия электромагнитных полей мод многомодового халькогенидного световода с внешней поглощающей средой, которые позволяют улучшить выходные характеристики волоконно-оптического

спектроскопического датчика. Можно отметить и предложенное волоконное устройство, совмещающее в себе функции сенсорного элемента и генератора суперконтинуума.

Сформулированные во Введении защищаемые положения, равно как и пункты научной новизны, теоретической и практической значимости работы в полной мере соответствуют научной специальности 01.04.05 «Оптика». Их детальное рассмотрение позволяет предложить перечисленные ниже направления развития:

- для системы компьютерного проектирования волоконно-оптических спектроскопических датчиков в разработанные теоретические модели необходимо включить моделирование условий возбуждения высших мод многомодового световода при вводе излучения в торец или через боковую поверхность световода;
- разработать теоретическую модель электромагнитных полей в сенсорном элементе на основе изогнутого световода с учетом связи мод на изгибе;
- в разработанных теоретических моделях изучить особенности распространения в многомодовом халькогенидном световоде широкополосного излучения с учетом связи мод;
- разработать теоретическую модель нелинейно-оптического преобразования частоты оптического излучения в высших модах многомодового халькогенидного световода.

Дальнейшее развитие полученных результатов позволит перейти от исследований к опытно-конструкторским разработкам и созданию спектроскопических волоконно-оптических датчиков, востребованных в различных областях для дистанционного контроля технических, биологических и природных процессов в режиме реального времени.



## Список литературы

1. *Пентин Ю.А., Вилков Л.В.* Физические методы исследования в химии. – М.: Мир, 2003. – 683 с.
2. *Snopatin G. E., Shiryayev V. S., Plotnichenko V. G., Dianov E. M., Churbanov M. F.* High-purity chalcogenide glasses for fiber optics // *Inorganic Materials*. – 2009. – Vol.45, no.13. – Pp. 1439-1460.
3. *Heo J., Rodrigues M., Saggese S.J., Sigel G.H.* Remote fiber-optic chemical sensing using evanescent-wave interactions in chalcogenide glass fibers // *Applied Optics*. – 1991. – Vol.30, no.27. – Pp.3944 – 3951.
4. *Sanghera J.S., Kung F.H., Busse L.E., Pureza P.C., Aggarwal I. D.* Infrared Evanescent Absorption Spectroscopy of Toxic Chemicals Using Chalcogenide Glass Fibers // *Journal of American Ceramic Society*. – 1995. – Vol. 78, no.8. – Pp.2198 – 2202.
5. *Sanghera J. S., Kung F. H., Pureza P. C., Nguyen V. Q., Miklos R. E., Aggarwal I. D.* Infrared evanescent-absorption spectroscopy with chalcogenide glass fibers // *Applied Optics*. – 1994. – Vol.33, no.27. – Pp. 6315 – 6322.
6. *Katz M., Katzir A., Schnitzer I., Bornstein A.* Quantitative evaluation of chalcogenide glass fiber evanescent wave spectroscopy // *Applied Optics*. – 1994. – Vol.33, no.25. – Pp.5888 – 5894.
7. *Houizot P., Anne M.-L., Boussard-Plédel C., Loreal O., Tariel H., Lucas J., Bureau B.* Shaping of Looped Miniaturized Chalcogenide Fiber Sensing Heads for Mid-Infrared Sensing // *Sensors*. – 2014. – Vol.14, no.10 – Pp.17905 – 17914.
8. *Karlowatz M., Kraft M., Eitenberger E., Mizaikoff B., Katzir A.* Chemically Tapered Silver Halide Fibers: An Approach for Increasing the Sensitivity of Mid-Infrared Evanescent Wave Sensors // *Applied Spectroscopy*. – 2000. – Vol.54, no. 11 – Pp. 1629-1633.
9. *Jakusch M., Mizaikoff B., Kellner R., Katzir A.* Towards a remote IR fiber-optic system for the determination of chlorinated hydrocarbons in water // *Sensors and Actuators B:Chemical*. – 1997 – Vol.38, no. 1-3. – Pp. 83-87.

10. Steiner H., Jakusch M., Kraft M., Karlowatz M., Baumann T., Niessner R., Konz W., Brandenburg A., Michel K., Boussard-Plédel C., Bureau B., Lucas J., Reichlin Y., Katzir A., Fleischmann N., Staubmann K., Allabashi R., Bayona J.M., Mizaikoff B. In Situ Sensing of Volatile Organic Compounds in Groundwater: First Field Tests of a Mid-Infrared Fiber-Optic Sensing System // *Applied Spectroscopy* – 2003. – Vol. 57, no.6 – Pp. 124 – 130.

11. Spector O., German A., Nagly L., Katzir A. Chemical Sensing using Infrared Flattened Fiber Evanescent Wave Spectroscopy // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* 3849 – 1999.

12. Raichlin Y., Fel L., Katzir A. Evanescent-wave infrared spectroscopy with flattened fibers as sensing elements // *Optics Letters*. – 2003. – Vol.2, no.23 – Pp. 2297 – 2299.

13. Mizaikoff B. Infrared optical sensors for water quality monitoring // *Water Science & Technology* – 2003. – Vol. 47, no.2 – P.35-42.

14. M.Kraft, M. Jakusch, M.Karlowatz, Katzir A, Mizaikoff B. New Frontiers for Mid-Infrared Sensors: Towards Deep Sea Monitoring with a Submarine FT-IR Sensor System // *Applied Spectroscopy* – 2003. – Vol.57, no.6 – Pp. 591-599.

15. *Иновационная инфраструктура Уральского Федерального Университета* [Электронный ресурс]: Центр инфракрасных волоконных технологий. URL: <http://inno.urfu.ru/text/show/produkcija>.

16. *Art Photonics*. Broad Spectra Fiber Solutions [Электронный ресурс]. URL: <http://www.artphotonics.de>

17. Коломиец Б.Т, Горюнова Н.А. Полупроводниковые свойства халькогенидных стекол // *ЖТФ*. – 1955. – Т.25, № 6. – С. 984-994.

18. Zakery A., Elliot S.R. Optical nonlinearities in chalcogenide glasses and their applications. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2007, - 199 p.

19. Snopatin G.E., Churbanov M.F., Pushkin A.A., Gerasimenko V.V., Dianov E.M., Plotnichenko V.G. High purity arsenic-sulfide glasses and fibers with minimum attenuation of 12 dB/km // *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*. - *Rapid Communications* – 2009. – Vol. 3, no.7 – Pp. 669 – 671.

20. Shiryayev V.S., Adam J.-L., Zhang X.H., Boussard-Pladel C., Lucas J., Churbanov M.F. Infrared fibers based on Te-As-Se glass system with low optical losses // *Journal of Non-Crystalline Solids* – 2004. – Vol. 336, no.2 – Pp. 113-119.
21. Чурбанов М.Ф., Ширяев В.С., Скрипачев И.В., Снопатин Г.Е., Пименов В.Г., Сметанин С.В., Шапошников Р.М., Фадин И.Е., Пырков Ю.Н., Плотниченко В.Г. Волоконный световод из особо чистого стекла  $As_2S_{1.5}Se_{1.5}$  // *Неорганические материалы* – 2002. – Т. 38, №2 – С. 193-196.
22. Shiryayev V.S., Churbanov M.F., Snopatin G.E., Chenard F. Preparation of low loss core-clad As-Se glass fibers // *Optical Materials* – 2015. – Vol.48 - Pp.222–225.
23. Velmuzhov A.P., Sukhanov M.V., Kotereva T.V., Zernova N.S., Shiryayev V.S., Karaksina E.V., Stepanov B.S., Churbanov M.F. Optical fibers based on special pure  $Ge_{20}Se_{80}$  and  $Ge_{26}As_{17}Se_{25}Te_{32}$  glasses for FEWS // *Journal of Non-Crystalline Solids* – 2019. – Vol. 517 – Pp. 70–75.
24. Mignani A. G., Falciai R., Ciaccheri L., Cosi F. Evanescent-wave absorption spectroscopy of liquids using bitapered multimode optical fibers // *12th International Conference on Optical Fiber Sensors 16 – 1997* - paper OThC5
25. Mignani A. G., Falciai R., Ciaccheri L. Evanescent wave absorption spectroscopy by means of bi-tapered multimode optical fibers // *Applied Spectroscopy* – 1998 – Vol. 52, no.4 – Pp.546 – 551.
26. Monro T.M., Warren-Smith S., Schartner E. P., François A., Heng S., Ebendorff-Heidepriem H., Afshar S. Sensing with suspended-core optical fibers // *Optical Fiber Technology* – 2010 – Vol. 16, no 6. – Pp. 343-356.
27. Webb A. S., Poletti F., Richardson D. J., Sahu J. K. Suspended-core holey fiber for evanescent-field sensing // *Optical Engineering*. – 2007 - Vol. 46, no. 1 - Pp. 010503-1 - 010503-3.
28. Gupta B. D., Dodeja H., Tomar A. K. Fibre-optic evanescent field absorption sensor based on a U-shaped probe // *Optical and Quantum Electronics*. – 1996. – Vol.28. - Pp. 1629-1639.
29. Albert J-D., Monbet V., Jolivet-Gougeon A., Fatih N., Le Corvec M., Seck M., Charpentier F., Coiffier G., Boussard-Pladel C., Bureau B., Guggenbuhl P., Loréal

O. A novel method for a fast diagnosis of septic arthritis using mid infrared and deformed spectroscopy // *Joint Bone Spine*. – 2016. – Vol.83, no.3 – Pp. 318-323.

30. *Le Corvec M., Charpentier F.* Fast and Non-Invasive Medical Diagnostic Using Mid Infrared Sensor The AMNIFIR Project // *IRBM*. – 2016. – Vol.32, no.2 – Pp.116 – 123.

31. *Keirsse J., Boussard-Pledel C., Loréal O., Sire O., Bureau B., Leroyer P., Turlin B., Lucas J.* IR optical fiber sensor for biomedical applications // *Vibrational Spectroscopy*. – 2003 – Vol. 32, no.1 – Pp. 23–32.

32. *Keirsse J., Boussard-Pledel C., Loreal O., Sire O., Bureau B., Turlin B., Leroyer P., Lucas J.* Chalcogenide glass fibers used as biosensors // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2003. – Vol. 326-327. – P.430–433.

33. *Lucas P., Le Coq d., Junckf C., Collier J., Boesewetter D. E., Boussard-Pledel C., Bureau B., Riley M.R.* Evaluation of Toxic Agent Effects on Lung Cells by Fiber Evanescent Wave Spectroscopy // *Applied Spectroscopy*. – 2005. – Vol. 59, no.1 - Pp.1-9.

34. *Lucas P., Riley M.R., Solisa M.A., Junckera C., Collierb J., Boesewetterb D.E.* Hydrophobic chalcogenide fibers for cell-based bio-optical sensors // *Optical Fibers and Sensors for Medical Applications V*. – 2005. – Proceedings of SPIE Vol. 5691 – Pp.104-114.

35. *Lucas P., Solis M.A., Le Coq D., Juncker C., Riley M.R., Collier J., Boesewetter D.E., Boussard-Pledel C., Bureau B.* Infrared biosensors using hydrophobic chalcogenide fibers sensitized with live cells // *Sensors and Actuators B* – 2006. – V.119, no.2 – Pp. 355–362.

36. *Riley M. R., Lucas P., Le Coq D., Juncker C., Boesewetter D.E., Collier J. L., DeRosa D.M., Katterman M.E., Boussard-Pledel C., Bureau B.* Lung Cell Fiber Evanescent Wave Spectroscopic Biosensing of Inhalation Health Hazards // *Biotechnology and Bioengineering*. – 2006. – Vol. 95, no.4. – Pp.599-612.

37. *Anne M.-L., Keirsse J., Nazabal V., Hyodo K., Inoue S., Boussard-Pledel C., Lhermite H., Charrier J., Yanakata K., Loreal O., Le Person J., Colas F., Compère C., Bureau B.* Chalcogenide Glass Optical Waveguides for Infrared Biosensing // *Sensors* - 2009. – Vol.9, no.9. – Pp. 7398-7411.

38. *Messica A., Greenstein A., Katzir A.* Theory of fiber-optic, evanescent-wave spectroscopy and sensors // *Journal of Applied Optics*. – 1996. – Vol.35, no.13 – Pp.2274-2284.
39. *Xu Y., Cottenden A., Jones N.B.* A theoretical evaluation of fibre-optic evanescent wave absorption in spectroscopy and sensors // *Journal of Optics and Lasers in Engineering*. – 2006. – Vol.44, no.2 – Pp.93-101.
40. *Khijwania S.K., Gupta B. D.* Fiber optic evanescent field absorption sensor: Effect of fiber parameters and geometry of the probe // *Optical and Quantum Electronics*. – 1999. – Vol. 31. – Pp.625-636.
41. *Kumar P. S., Vallabhan C. P. G., Nampoori V. P. N., Sivasankara Pillai V.N., Radhakrishnan P.* A fibre optic evanescent wave sensor used for the detection of trace nitrites in water // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* – 2002. – Vol.4, no.3 – Pp.247–250.
42. *Marcatili E. A. J.* Bends in Optical Dielectric Guides // *The Bell System Technical Journal*. – 1969. – Vol. 48, no.7 – Pp.2103-2132.
43. *Lewin L.* Radiation from Curved Dielectric Slabs and Fibers // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1974. – V.22, I.7. – Pp.718-727.
44. *Snyder A.W., White I.A., Mitchell D.J.* Radiation from bent optical waveguides // *Electronics Letters* – 1975. - Vol. 11, no.15 – Pp.332 – 333.
45. *Chang D. C., Kuester E. F.* Surface-wave radiation loss from curved dielectric slab and fibers // *IEEE Journal of Quantum Electronic* – 1975. – Vol.11, I.11 – Pp. 903-907.
46. *Marcuse D.* Curvature loss formula for optical fibers // *Journal of the Optical Society of America*. – 1976. – Vol.66, no.3. – Pp.216 – 220.
47. *Marcuse D.* Radiation loss of a helically deformed optical fiber // *Journal of the Optical Society of America*. – 1976. – Vol.66, no.10. – Pp.1025 – 1031.
48. *W. A. Gambling, H. Matsumura.* Modes in curved step-index optical fibers // *Electronics Letters*. – 1977. – Vol. 13, no.18. – Pp. 532-535.
49. *Бростилов С. А., Торгашин С. И., Юрков Н. К.* Распространение света в искривленном многомодовом оптическом волноводе // *Технические науки. Электроника, измерительная и радиотехника*. – 2012. – Т.1 – №21. – С.141-149.

50. Schermer R.T., Cole J.H. Improved Bend Loss Formula Verified for Optical Fiber by Simulation and Experiment // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 2007. - Vol. 43, no.10. – Pp.899-909.

51. Schermer R.T. Mode scalability in bent optical fibers // *Optics Express*. – 2007. – Vol.15, no.24. – Pp. 5674-1570.

52. Моршнев С.К. Оптические свойства изогнутых волоконных световодов. Дисс. докт. физ. - мат. наук - Фрязино, 2008.

53. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. – М.:Радио и связь. – 1987. – 656 с.

54. Черненко В.Д. Оптомеханика волоконных световодов. - СПб: Политехника. – 2010. – 291 с.

55. Yu Y., Zhang B., Gai X., Zhai C., Qi S., Guo W., Yang Z., Wang R., Choi D.-Y., Madden S., Luther-Davies B. 1.8-10  $\mu\text{m}$  mid-infrared supercontinuum generated in a step-index chalcogenide fiber using low peak pump power // *Optics Letters* – 2015. – V. 40, no.6. – Pp.1081-1084.

56. Zhang B., Yu Y., Zhai C., Qi S., Wang Y., Yang A., Gai X., Wang R., Yang Z., Luther-Davies B. High Brightness 2.2–12  $\mu\text{m}$  Mid-Infrared Supercontinuum Generation in a Nontoxic Chalcogenide Step-Index Fiber // *Journal of the American Ceramic Society*. – 2016. – Vol. 99, no.8. – Pp. 2565–2568.

57. Leonov S.O., Wang Y., Shiryayev V.S., Snopatin G.E., Stepanov B.S., Plotnichenko V.G., Vicentini E., Gambetta A., Coluccelli N., Svelto C., Laporta P., Galzerano G. Coherent mid-infrared super-continuum generation in tapered suspended-core As-Se fibers pumped by five-optical cycles Cr:ZnSe laser // *Optics Letters* – 2020 – Vol. 45, no.6. – Pp.1346-1349.

58. Petersen C. R., Engelsholm R. D., Markos C., Brilland L., Caillaud C., Troles J., Bang O. Increased mid-infrared supercontinuum bandwidth and average power by tapering large-mode-area chalcogenide photonic crystal fibers // *Optics Express*. – 2017 – Vol.25, no.13. – Pp.15336–15347.

59. Anashkina E.A., Shiryayev V.S., Snopatin G.E., Muraviev S.V., Kim A.V. On the possibility of mid-IR supercontinuum generation in As-Se-Te/As-S core/clad fibers

with all-fiber femtosecond pump source // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2018. – Vol.480. – Pp.38 – 42.

60. Anashkina E.A., Shiryayev V.S., Koptev M.Y., Stepanov B.S., Muravyev S.V. Development of As-Se tapered suspended-core fibers for ultra-broadband mid-IR wavelength conversion // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2018. – Vol.480. – Pp.43 – 50.

61. Anashkina E.A., Shiryayev V.S., Snopatin G.E., Kim A.V. Towards Three Octave-Spanning Mid-IR Supercontinuum Generation in Chalcogenide Fibers with Two Zero Dispersion Wavelengths // *2016 International Conference Laser Optics (LO)* – 2016.

62. Ordu M., Guo J., Pack G. Ng., P. Shah, Ramachandran S., Hong M. K., Ziegler L. D., Basu S. N., Erramilli S. Nonlinear optics in germanium mid-infrared fiber material: Detuning oscillations in femtosecond mid-infrared spectroscopy // *AIP Advances*. – 2017. – Vol.7, no.9. – Pp.1 – 8.

63. Picozzi A., Millot G. and Wabnitz S. Nonlinear virtues of multimode fibre // *Nature Photonics*. – 2015 – Vol.9. – Pp.289-291.

64. Krug A., Kellner R. Mid-infrared fiber optic determination of cholesterol and triglycerides // *Journal of Molecular Structure* – 1993 – Vol.294. – Pp.211-214.

65. Demas J., Rishoj L., Liu X., Prabhakar G., He T., Ramachandran S. Intermodal group velocity engineering for broadband nonlinear optics // *Photonics Research* – 2019. – Vol. 7, no.1. – Pp. 1-7.

66. Jain D., Markos, C., Benson, T.M., Seddon A. B., Bang O. Exploiting dispersion of higher-order-modes using M-type fiber for application in mid-infrared supercontinuum generation // *Scientific Reports* – 2019. - Vol. 9, № 8536. – Pp.1-11.

67. Neves I.V., António S., Fernandes C. Dispersion patterns for extended W- and M-type optical fiber profiles // *Microwave and optical technology letters*. – 2000. – Vol.24, no.2. – P.112-117.

68. Hautakorpi M., Kaivola M. Modal analysis of M-type-dielectric-profile optical fibers in the weakly guiding approximation // *Journal of the Optical Society of America*. – 2005 – Vol.22, no.6. – Pp.1163-1169.

69. Gerome F., Février S., Pryamikov A.D., Auguste J.-L., Jamier R., Blondy J.-M., Likhachev M.E., Bubnov M.M., Semjonov S.L., Dianov E.M.. Highly dispersive large mode area photonic bandgap fiber // *Optics Letters*. – 2007. – Vol.32, no.10. – Pp. 1208–1210.
70. Belanov A. S., Tsvetkov S. V. High-index-ring three-layer fibres for mode-locked sub-1.3  $\mu\text{m}$  fibre lasers // *Quantum Electronics* – 2010 – Vol. 40, no.2. – Pp. 160–162.
71. Aleshkina S. S., Likhachev M.E., Senatorov A.K., Bubnov M.M., Salaganskii M. Yu., Guryanov A.N. Low-loss hybrid fiber with zero dispersion wavelength shifted to 1  $\mu\text{m}$  // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21, no.20. – Pp. 23838–23843.
72. Aleshkina S. S., Yashkov M.V., Senatorov A.K., Iskhakova L.D., Bubnov M.M., Gur'yanov A.N., Likhachev M.E. Quasi-single-mode hybrid fibre with anomalous dispersion in the 1 mm range // *Quantum Electronics* – 2016. – Vol. 46, no.8 – Pp. 738 - 742.
73. Aleshkina S. S., Yashkov M.V., Bubnov M.M., Gur'yanov A.N., Likhachev M.E. Asymptotically single-mode hybrid fiber for dispersion management near 1  $\mu\text{m}$  // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2018. – Vol. 24, no.3. – Pp. 1-8.
74. Aleshkina S. S., Salaganskii M. Yu, Lipatov D.S., Senatorov A.K., Bubnov M.M., Likhachev M.E. Nonlinear pulse compression in single-mode Yb-doped hybrid fiber with high anomalous dispersion at 1.064  $\mu\text{m}$  // *Laser Congress 2018 (ASSL)* – 2018. – Paper ATh2A.
75. Thomas L. S., George N. A., Kumar P. S., Radhakrishnan P., Vallabhan C. P. G., Nampoory V.P.N. Chemical sensing with microbent optical fiber // *Optics Letters*. – 2001. – Vol. 26, no. 20 – Pp.1541-1543.
76. Зоммерфельд А. Дифференциальные уравнения в частных производных физики. - М.: ИЛ, 1950. – 150 с.
77. Reichardt H. Ausstrahlungsbedingungen fur die Wellengleichung // *Abh. Mathem. Seminar Univ. Hamburg*. – 1960. – Vol. 24. – Pp. 41-53.



78. *Шевченко В.В.* Метод спектрального разложения полей в теории открытых волноводов.- Дисс. докт. физ. - мат. наук - М., 1976
79. *Романова Е.А.* Пространственно - временная динамика лазерных пучков в нелинейных диэлектрических волноводах с неоднородностями. - Дисс. докт. физ. - мат. наук, 2004.
80. *Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф.* Специальные функции. – М.: Наука, 1968. – 344 с.
81. *Унгер Х.Г.* Планарные и волоконные оптические волноводы. – М.: Мир, 1980. – 656 с.
82. *Веселов Г.И., Раевский С.Б.* Слоистые металло-диэлектрические волноводы. – М.: Радио и связь, 1988. – 248 с.
83. *Yeh P., Yariv A., Marom E.* Theory of Bragg fiber // *Journal of the Optical Society of America*. – 1978. – Vol. 68, no. 9. – Pp. 1196–1201.
84. *Guo S., Albin S., Rogowski R.S.* Comparative analysis of Bragg fibers // *Optics Express* – 2004. – Vol. 12, no.1. – Pp. 198-207.
85. *Дайлис С., Шабунин С.Н.* Функции Грина многослойных цилиндрических структур в задачах излучения, распространения и дифракции электромагнитных волн // *Ural Radio Engineering Journal* – 2017. – Vol.1, no.1. – Pp.91-119.
86. *Xiang Z., Lu Y.* Electromagnetic dyadic Green's function in cylindrically multilayered media // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1996. – Vol.44, no.4. – Pp. 614–621.
87. *Голант Е.И.* Новый подход к расчету вытекающих мод многослойных волноводных структур, основанный на точном методе конечных разностей // *Письма в ЖТФ*. – 2005. – Т.31, В. 24. - С.81-87.
88. *Рожнев А.Г.* Устойчивый метод расчета слоистых диэлектрических и металлдиэлектрических структур с круглым поперечным сечением // *Письма в ЖТФ*. – 2009. – Т. 35, В.6. – С.63-71.
89. *Марчук Г.И., Агошков В.И.* Введение в проекционно-сеточные методы. – М.: Наука, 1981. – 416 с;
90. *Самарский А.А.* Теория разностных схем. – М.: Наука, 1983. – 616 с.

91. *Bank R.E., Rose D.J.* Some error estimates for the box method // *SIAM Journal of Numerical Analysis*. – 1987. – Vol.24, no.24 – Pp.777-787.
92. *Cai Z.* A theoretical foundation of the finite volume element method. *Thesis. University of Colorado at Danver*. – 1990.
93. *Cai Z.* On the finite volume element method // *Journal of Numerical Mathematics* – 1990. – Vol.58. – P.713-735.
94. *Cai Z., McCormic S.* On the accuracy of the finite volume element method // *SIAM Journal of Numerical Analysis* – 1990. – Vol.27, no.3 – Pp.636-655.
95. *Hackbush W.* On first and second order box schemes. // *Computing*. – 1989. – Vol. 41, no.4 – Pp.227-296.
96. *Ильин В.П., Туракулов А.А.* Об интегробалансных аппроксимациях трехмерных краевых задач. – Новосибирск, 1993. – 24 с.
97. *Марчук Г.И.* Методы вычислительной математики. – М.: Наука, 1989. – 608 с.
98. *Митчел Э., Уэйт Р.* Метод конечных элементов для уравнений с частными производными. – М.: Мир, 1981. – 216 с.
99. *Михлин С.Г.* Численная реализация вариационных методов. – М.: Наука, 1966. – 432 с.
100. *Норри Д., Ж. де Фриз.* Введение в метод конечных элементов. – М.: Мир, 1981. – 304 с.
101. *Сегерлинд Л.* Применение метода конечных элементов.– М.: Мир, 1979. – 392 с.
102. *Стренг Г., Фикс Дж.* Теория метода конечных элементов.– М.: Мир, 1977. – 350 с.
103. *Тарасевич Б.Н.* Основы ИК спектроскопии с преобразованием Фурье. Подготовка проб в ИК спектроскопии. Пособие к спецпрактикуму по физико-химическим методам для студентов-дипломников кафедры органической химии. – Москва, 2012. – 22 с.
104. *Melnikov L.A., Romanova E.A.* Behavior of  $HE_{1m}$ -mode wave numbers of optical fiber below the cutoff frequency // *Optics Communications*. – 1995. – Vol.116, no. 4-6. – Pp.358-364.

105. Романова Е.А. Самовоздействие и взаимодействие световых пучков в газовых лазерах и волоконно-оптических интерферометрах: Дисс. канд. физ.- мат. наук. – Саратов, 1988. – 190 с.
106. *COMSOL Multiphysics*. [Электронный ресурс]: COMSOL Guide.Wave Optics. Step Index Fiber Bent. URL: <https://www.comsol.ru/model/step-index-fiber-bend-14189>.
107. Hale G. M., Query M. R. Optical Constants of Water in the 200 nm to 200  $\mu\text{m}$  Wavelength Region // *Journal of Applied Optics*. – 1973. – Vol.12, no.3. – Pp.555-563.
108. *Refractive Index Database* [Электронный ресурс]. URL: <https://refractiveindex.info/?shelf=3d&book=liquids&page=water>.
109. Rheims J., Köser J., Wriedt T. Refractive-index measurements in the near-IR using an Abbe refractometer // *Measurement Science and Technology*. – 1997. – Vol.8 – Pp.601-605.
110. Булатов М.И., Калинин И.П. Практическое руководство по фотоколориметрическим и спектрофотометрическим методам анализа. - Л.: Химия, 1968. – 384 с.
111. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.:ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 656 с.
112. Romanova E., Korsakova S., Komanec M., Nemecek T., Velmuzhov A., Sukhanov M., Shiryayev V. Multimode chalcogenide fibers for evanescent wave sensing in the mid-IR // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2017. - Vol.23. – I. 2. – P.1 – 7.
113. Korsakova S.V., Romanova E.A., Rozhnev A.G., Velmuzhov A.P., Kotereva T.V., Sukhanov M.V., Shiryayev V. S. Chalcogenide sensing elements for the mid-IR analysis of liquids: design on the base of electromagnetic theory of optical fiber // *SPIE Photonics Europe. Conf. Proc. Strasbourg (France). Proceedings of SPIE. Micro-Structured and Specialty Optical Fibres V* – 2018. – Vol.106810N.
114. Romanova E.A., Korsakova S.V., Rozhnev A.G., Velmuzhov A.P., Kotereva T.V., Sukhanov M.V., Shiryayev V.S.. Chalcogenide fiber loop probe for the mid-IR spectroscopy of oil products // *Optics Express*. – 2020. – Vol. 28. – I. 4. – P.5267-5272.

115. Корсакова С.В., Романова Е.А. Особенности математического моделирования световых полей в сенсорном элементе для волоконной эванесцентной спектроскопии среднего ИК диапазона. // *Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика.* – 2020. – В.1. – С.55-63.
116. Bertie J. *John Bertie's Download Site*. [Электронный ресурс]. URL: <https://sites.ualberta.ca/~jbertie/JBDownload.HTM>.
117. Velmuzhov A.P., Shiryayev V.S., Sukhanov M.V., Kotereva T.V., Churbanov M.F., Zernova N.S., Plekhovich A.D. Fiber sensor on the basis of  $\text{Ge}_{26}\text{As}_{17}\text{Se}_{25}\text{Te}_{32}$  glass for FEWS analysis // *Optical Materials.* – 2018. – Vol.75. – Pp.525 – 532.
118. Курц А.Л., Брусова Г.П., Демьянович В.М. Одно- и двухатомные спирты, простые эфиры и их сернистые аналоги. Методическая разработка для студентов кафедры органической химии. Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова. Химический факультет. – Москва, 1999. – 65 с.
119. Рыбак Б.М. Анализ нефти и нефтепродуктов. - М.: ГосТехИздат, 1962. – 888 с.
120. Shiryayev V.S, Churbanov M.F. Trends and Prospects of Development of Chalcogenide Fibers for Mid Infrared Transmission // *Journal of Non-Crystalline Solids.* – 2013. – Vol.377. – Pp. 225-230.
121. Shiryayev V.S., Churbanov M.F., Dianov E.M., Plotnichenko V.G., Adam J.-L. Lucas J. Recent progress in preparation of chalcogenide As-Se-Te glasses with low impurity content // *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials.* – 2005. – Vol.7, – no. 4. – Pp. 1773-1780.
122. Shiryayev V.S., Churbanov M.F. Recent advances in preparation of high-purity chalcogenide glasses for mid IR photonics // *Journal of Non-Crystalline Solids.* – 2017. – Vol.475. – P.1-9.
123. Козанне А., Флере Ж., Мэтр Г., Руссо М. Оптика и связь. – М.:«Мир», 1984. – 504 с.
124. Savage J. A., Webber P. J., Pitt A. M. The Potential of Ge-As-Se-Te Glasses as 3-5  $\mu\text{m}$  and 8-12  $\mu\text{m}$  Infrared Optical Materials // *Infrared Physics.* – 1980. – Vol.20, no.5 – Pp. 313-320.

125. *Korsakova S., Romanova E., Velmuzhov A., Kotereva T., Sukhanov M., Shiryayev V.* Peculiarities of the mid-infrared evanescent wave spectroscopy based on multimode chalcogenide fibers // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2017. – Vol. 475. – P. 38-43.
126. *Корсакова С.В., Романова Е.А., Вельмузов А.П., Котерева Т.В., Суханов М.В., Ширяев В.С.* Исследование характеристик сенсорных элементов для волоконной эванесцентной спектроскопии среднего ИК диапазона // *Оптика и спектроскопия*. – 2018. – Т. 125. – В.3. – С.402 – 410.
127. *Orsila L., Sand J., Narhi M., Genty G., Steinmeyer G.* Supercontinuum generation as a signal amplifier // *Optica*. – 2015. – Vol. 2, no.8. – Pp. 757–764;
128. *Gauthier J. C., Fortin V., Duval S., Vallee R., Bernier M.* In-amplifier mid-infrared supercontinuum generation // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40, no.22. – Pp. 5247–5250.
129. *Fortin V., Bernier M., Bah S. T., Vallee R.* 30 W fluoride glass all-fiber laser at 2.94  $\mu\text{m}$  // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40, no.12. – Pp. 2882-2885.
130. *S. Ramachandran.* Dispersion-tailored few-mode fibers: a versatile platform for in-fiber photonic devices // *Journal of Lightwave Technology*. – 2005. – Vol. 23, no.11. – Pp.3426-3443.
131. *Savin S., Digonnet M. J. F., Kino G. S., Shaw H. J.* Tunable mechanically induced long period fiber gratings // *Optics Letters*. – 2000. – Vol. 25, no.10. - Pp. 710–712.
132. *Efimov A., Taylor A.J.* Nonlinear generation of very high-order UV modes in microstructured fibers // *Optics Express*. – 2003. – Vol. 11, no.8. – Pp.910-918.
133. *Wright L. G., Renninger W. H., Christodoulides D. N., Wise F. W.* Spatiotemporal dynamics of multimode optical solitons // *Optics Express*. – 2015. – Vol. 23, no.3. – Pp.3492-3506.
134. *Iadicicco A., Paladino D., Campopiano S., Bock W.J., Cutolo A., Cusano A.* Evanescent wave sensor based on permanently bent single mode optical fiber // *Sensors and Actuators B* – 2011. – Vol.155, no.2 – Pp. 903-908.

135. *Wolfgang von Sellmeier*: Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge in Spectrum einiger Substanzen. In: *Annalen der Physik und Chemie*. Band 143, 1871. – Pp. 272–282.

136. *Конюхов А.И., Романова Е.А., Шуряев В.С.* Халькогенидные стекла как среда для управления сверхкороткими импульсами в инфракрасном диапазоне длин волн. I // *Оптика и спектроскопия*. – 2011. – Т.11, № 3. - С.479–485.

137. *Nicholson J. W., Fini J. M., DeSantolo A. M., Liu X., Feder K., Westbrook P. S., Supradeepa V. R., Monberg E., DiMarcello F., Ortiz R., Headley C., DiGiovanni D. J.* Scaling the effective area of higher order-mode erbium-doped fiber amplifiers // *Optics Express*. – 2012. – Vol. 20, no.22. – Pp. 24575-24584.

138. *Агравал Г.* Нелинейная волоконная оптика. – М.:Мир, 1996. – 323 с.

139. *Wright L. G., Christodoulides D. N., Wise F. W.* Controllable spatiotemporal nonlinear effects in multimode fibres // *Nature Photonics*. – 2015. – Vol. 9. - Pp.306–310.

140. *Krupa K., Tonello A., Barthélémy A., Mansuryan T., Couderc V., Millot G., Grellu Ph., Modotto D., Babin S. A., Wabnitz S.* Multimode nonlinear fiber optics, a spatiotemporal avenue // *APL Photonics*. – 2019. – Vol. 4, no. 11. – Pp. 110901-1 – 110901-43.

141. *Demas J., Prabhakar G., He T., Ramachandran S.* Wavelength agile high-power sources via four-wave mixing in higher-order modes // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25, no.7. – Pp.7455–7464.

142. *Schnack M., Hellwig T., Fallnich K.* Ultrafast, all-optical control of modal phases in a few-mode fiber for all-optical switching // *Optics Letters*. – 2016. – Vol. 41, no.23. – Pp. 5588–5591.

143. *Chen Y., Chen Z., Wadsworth W. J., Birks T. A.* Nonlinear optics in the LP02 higher-order mode of a fiber // *Optics Express*. – 2013. – Vol.21, no.15. – Pp.17786–17799.

144. *Poletti F., Horak P.* Description of ultrashort pulse propagation in multimode optical fibers // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2008. – Vol. 25, no.10. – Pp. 1645-1654.

145. Antikainen A., Rishøj L., Tai B., Ramachandran S., Agrawal G. P. Fate of a Soliton in a High Order Spatial Mode of a Multimode Fiber // *Physical Review Letters*. – 2019. – Vol. 122, no.2. – Pp. 023901-1 – 023901-5.

146. Kubat I., Bang O. Multimode supercontinuum generation in chalcogenide glass fibres // *Optics Express*. – 2016. – Vol.24, no.3. – Pp.2513-2526.

147. Корсакова С.В., Виноградова Е.А., Романова Е.А., Ширяев В.С. Использование высших мод халькогенидных световодов для оптимизации метода эванесцентной спектроскопии среднего ИК-диапазона // *Письма в журнал технической физики*. – 2019. – В.10. – С. 17 – 21.

148. Корсакова С.В., Виноградова Е.А., Романова Е.А., Ширяев В.С. Дисперсионные свойства эванесцентных мод халькогенидных световодов // *Проблемы оптической физики и биофотоники. SFM-2018: Материалы Международного симпозиума и Международной молодежной научной школы Saratov Fall Meeting 2018* / под ред. Г. В. Симоненко, В. В. Тучина. – Саратов: Изд - во «Новый ветер», – 2018. – С.100 – 104.

## Приложение

### А. Способы выражения концентрации растворов

**Массовая доля (или процентная концентрация вещества)** – это отношение массы растворенного вещества  $m$  к общей массе раствора:

$$\omega = \frac{m_{\text{в-ва}}}{m_{\text{р-ра}}} \quad (\text{A.1})$$

где  $m_{\text{в-ва}}$  – масса растворенного вещества,  $m_{\text{р-ра}}$  – масса растворителя. Массовую долю выражают в долях от единицы или в процентах.

**Объемная доля** — отношение объема растворенного вещества к объему раствора:

$$\nu = \frac{V_{\text{в-ва}}}{V_{\text{р-ра}}} \quad (\text{A.2})$$

где  $V_{\text{в-ва}}$  [л] – объем растворенного вещества,  $V_{\text{р-ра}}$  [л] – общий объем раствора. Объемную долю выражают в долях единицы или в процентах.

**Молярная концентрация (или молярность)** – это количество молей  $n$  растворенного вещества в одном литре раствора  $V$ :

$$C_M = \frac{n}{V} \quad (\text{A.3})$$

где  $n$  [моль] – количество растворенного вещества,  $V$  [л] – объем раствора.

**Мольная доля растворенного вещества** – безразмерная величина, равная отношению количества растворенного вещества  $n$  к общему количеству веществ в растворе:

$$C_{\text{mol}} = \frac{n}{n + n_{\text{р-ля}}} \quad (\text{A.4})$$

где  $n$  [моль] – количество растворенного вещества,  $n_{\text{р-ля}}$  [моль] – количество вещества растворителя. Сумма мольных долей должна равняться 1:

$$C_{\text{mol}}(Q) + C_{\text{mol}}(S) = 1 \quad (\text{A.5})$$

где  $C_{\text{mol}}(Q)$  – мольная доля растворенного вещества  $Q$ ,  $C_{\text{mol}}(S)$  – мольная доля растворенного вещества  $S$ .



### Пересчет мольной доли в молярную концентрацию

При пересчете мольной доли в молярную концентрацию вещества необходимо помнить, что мольная доля рассчитывается для определенного объема вещества, и сумма мольных долей должна равняться 1. Тогда получаем:

$$C_M = \frac{1}{\frac{M_1}{\rho_1} + \left( \frac{1 - C_{mol}}{C_{mol}} \right) \cdot \frac{M_2}{\rho_2}} \quad (\text{A.6})$$

где  $M_1$  – масса молекулы первого вещества,  $M_2$  – масса молекулы второго вещества,  $\rho_1$  – плотность первого вещества,  $\rho_2$  – плотность второго вещества.

### Пересчет молярной концентрации в мольную долю

$$C_{mol} = \frac{C_M^1}{C_M^1 + C_M^2} \quad (\text{A.7})$$

где  $C_M^1$  – молярная концентрация первого вещества,  $C_M^2$  – молярная концентрация второго вещества.