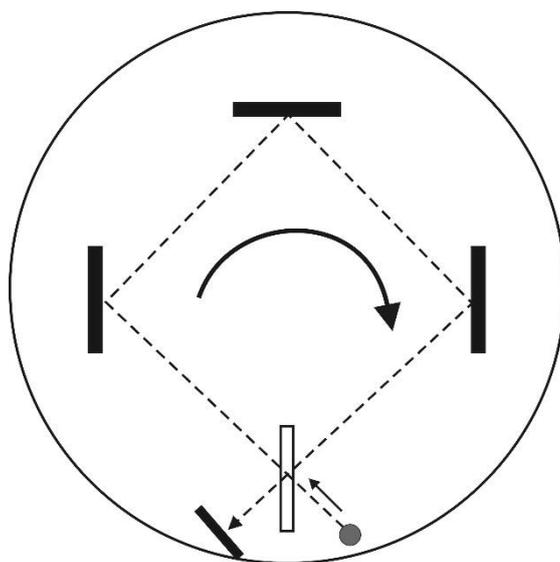


А.И. Сидоров

СЕНСОРНАЯ ФОТОНИКА



**Санкт-Петербург
2019**

МИНЕСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

А.И. Сидоров

СЕНСОРНАЯ ФОТОНИКА

РЕКОМЕНДОВАНО К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ В УНИВЕРСИТЕТЕ ИТМО
по направлению подготовки 12.03.03 «Фотоника и оптоинформатика» в
качестве учебного пособия для реализации основных профессиональных
образовательных программ высшего образования бакалавриата

Учебное пособие



**Санкт-Петербург
2019**

УДК 621.382

Сидоров, А.И., Сенсорная фотоника. Учеб. пособие. – СПб: Университет ИТМО, 2019. – 96 с.

Рецензент: Подсвиров Олег Алексеевич, д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры физической электроники СПбГПУ им. Петра Великого.

Целью настоящего учебного пособия является формирование у студентов представлений о принципах функционирования, структуре и областях применения оптических датчиков. Основное внимание уделено волоконным датчикам и сенсорам. Описаны также интегрально-оптические сенсоры. Приведены конкретные примеры различных типов оптических датчиков. Часть экспериментальных результатов, представленных в учебном пособии, получена на кафедре ОТиМ Университета ИТМО.

Рекомендовано федеральным учебно-методическим объединением в системе высшего образования по укрупненной группе специальностей и направлений подготовки 12.00.00 Фотоника, приборостроение, оптические и биотехнические системы и технологии в качестве учебного пособия для реализации образовательных программ высшего образования бакалавриата по направлению 12.03.03 “Фотоника и оптоинформатика” при изучении дисциплин «Сенсорная фотоника», «Основы фотоники» и «Нанопотоника и наноплазмоника», протоколом №1 от «22» «марта» 2019 г.



Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2019

© А.И. Сидоров, 2019

Оглавление

Введение	6
1 Общие сведения об оптических датчиках	7
<i>Принципы преобразования неоптических величин в оптические сигналы</i>	7
<i>Достоинства волоконно-оптических датчиков</i>	10
<i>Области применения волоконно-оптических датчиков</i>	11
<i>Основные принципы построения волоконно-оптических датчиков</i>	13
2 Оптические волноводы и волокна	14
<i>Законы оптики, приводящие к каналированию электромагнитных волн в волноводах</i>	14
<i>Классификация и типы оптических волноводов</i>	20
<i>Методы математического описания оптических волноводов</i>	21
3 Оптические эффекты, используемые в волоконных датчиках и сенсорах	25
<i>Линейный электрооптический эффект Поккельса</i>	26
<i>Электрострикционный эффект</i>	28
<i>Термооптические эффекты</i>	29
<i>Эффект Доплера</i>	31
<i>Эффект Саньяка</i>	32
<i>Спектральный сдвиг плазмонного резонанса металлических наночастиц при изменении показателя преломления среды</i>	34
<i>Спектральный сдвиг резонансов в интегрально-оптических резонаторах и волоконных фильтрах</i>	36
<i>Люминесценция молекулярных кластеров и наночастиц в присутствии химических примесей</i>	40
4 Примеры волоконно - оптических датчиков	41
4.1 Датчики электрических и магнитных полей и силы электрического тока	41
4.2 Датчики температуры	43
<i>Датчики температуры на основе излучения нагретого тела</i>	43
<i>Датчики температуры на основе спектрального сдвига резонанса при температурном изменении показателя преломления</i>	44
<i>Датчики температуры на основе сдвига края полосы поглощения полупроводников</i>	46
<i>Люминесцентные датчики температуры</i>	47
<i>Датчик температуры на основе узлового резонатора</i>	54
4.3 Датчики показателя преломления окружающей среды	55
<i>Датчик показателя преломления на основе нарушения полного внутреннего отражения</i>	55
<i>Датчик показателя преломления на основе спектрального сдвига резонанса волоконной брэгговской решетки</i>	56
<i>Датчик показателя преломления на основе волоконного петлевого резонатора</i>	57
<i>Датчики показателя преломления на основе устройств наноплазмоники</i>	59
<i>Датчик показателя преломления на основе матрицы наноотверстий в металлической пленке</i>	62
<i>Датчики показателя преломления на основе резонаторов с модами шепчущей галереи</i>	63
<i>Микрофлюидный датчик показателя преломления с волоконным интерферометром Фабри-Перо</i>	64
4.4 Датчики давления и перемещения, силы	66

4.5 Химические и биосенсоры на основе люминесцентных молекулярных кластеров и наночастиц	69
4.6 УФ дозиметры и датчики искрения со спектральным преобразованием излучения.....	74
<i>Дозиметры УФ излучения со спектральным преобразованием</i>	<i>75</i>
<i>Дозиметры УФ излучения с двойным спектральным преобразованием.....</i>	<i>78</i>
5 Датчики на основе комбинационного (рамановского) рассеяния.....	82
<i>Высокочастотная рамановская спектроскопия</i>	<i>84</i>
<i>Низкочастотная рамановская спектроскопия</i>	<i>86</i>
<i>Рамановская спектроскопия с рассеянием, усиленным поверхностью (SERS).....</i>	<i>87</i>
<i>Усиление рамановского рассеяния при плазмонном резонансе в металлических наночастицах</i>	<i>88</i>
<i>Усиление рамановского рассеяния на шероховатой поверхности металла.....</i>	<i>89</i>
<i>Усиление рамановского рассеяния плазмонными нанопантеннами</i>	<i>90</i>
<i>Усиление рамановского рассеяния фрактальными плазмонными наноструктурами</i>	<i>91</i>
Заключение.....	94
Список литературы	95

СОКРАЩЕНИЯ И УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

УФ – ультрафиолетовый

ИК - инфракрасный

ФТР – фототерморефрактивное (стекло)

λ – длина волны

n – показатель преломления

ϵ – диэлектрическая проницаемость

ω, ν – частота излучения

T – температура

I – интенсивность излучения

E – амплитуда электрической компоненты поля электромагнитной волны

c – скорость света в вакууме

RIU – единица показателя преломления (Refractive Index Unit)

SERS – рамановское рассеяние, усиленное поверхностью (Surface Enhanced Raman Scattering)

Введение

Проведение измерений физических величин, таких как температура, давление, перемещение, электрическое и магнитное поля и др., востребованы во многих сферах человеческой деятельности. Кроме основных параметров, таких как чувствительность, динамический диапазон, селективность, датчики должны обладать малым весом, малой потребляемой мощностью, устойчивостью к воздействиям внешней среды, помехозащищенностью и дешевизной.

В настоящее время разработано огромное количество разнообразных датчиков, основанных на электрических методах измерений. Однако основным их недостатком является слабая помехозащищенность, что может приводить к ложному срабатыванию и искажению измеряемых характеристик. Кроме того, многие из них не могут быть использованы в установках высокого напряжения.

Интенсивное развитие волноводной и волоконной оптики привело к появлению такого научно-технического направления, как сенсорная фотоника. Это связано с тем, что волноводные и волоконные датчики, в которых используют оптические сигналы, лишены отмеченных выше недостатков. В понятие «сенсорная фотоника» входят не только волоконные и волноводные датчики, но и другие типы оптических датчиков. Однако в данном учебном пособии основное внимание уделено именно волноводным и волоконным датчикам, так как они составляют основную долю во всем разнообразии оптических датчиков.

На перспективность и привлекательность использования оптических датчиков во всех сферах деятельности указывает большое количество публикаций, посвященных их разработке. Некоторые научно-технические журналы полностью посвящены датчикам, например “Sensorics”. В других журналах в каждом выпуске имеется раздел, посвященный оптическим датчикам и их применению, Примерами являются журналы “Optics Express” “Optical Materials Express” “Optical Materials” “Plasmonics” и др.

Несколько слов о терминах «датчик» и «сенсор». В англоязычной литературе используется слово «сенсор», а в русскоязычной - чаще используют слово «датчик». По сути, это одно и то же, поэтому в настоящем учебном пособии использован и тот, и другой термины.

В учебном пособии подаваемая информация разбита на следующие основные разделы: общие сведения об оптических датчиках и областях их применения; основные сведения о волоконной и волноводной оптике; краткое описание физических эффектов, используемых для преобразования неоптических сигналов в оптические; примеры волоконных и волноводных датчиков для измерения различных физических величин. Отдельный раздел посвящен датчикам на основе спектроскопии комбинационного (рамановского) рассеяния, так как данный тип датчиков позволяет получать информацию, недоступную другим типам датчиков.

1 Общие сведения об оптических датчиках

Принципы преобразования неоптических величин в оптические сигналы [1]

В общем случае оптический датчик (сенсор) представляет собой чувствительный элемент из оптического материала, который обратимо изменяет свои оптические характеристики при внешнем воздействии, источник излучения, зондирующий чувствительный элемент или возбуждающий в нем люминесценцию, и фотоприемник, регистрирующий изменение оптического сигнала, прошедшего через чувствительный элемент (рис. 1.1).

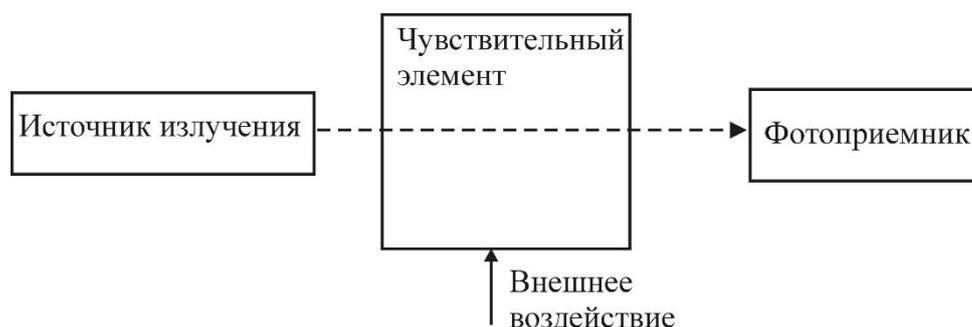


Рисунок 1.1 - Принцип преобразования неоптических сигналов в оптические сигналы

Управление оптическим сигналом в волоконно-оптическом датчике предполагает изменение одной или нескольких характеристик этого сигнала при внешнем воздействии. Поэтому необходимо предварительно определить, какими параметрами характеризуются оптические сигналы.

Тип оптического сигнала определяется его временными, спектральными, поляризационными, фазовыми и пространственными характеристиками. По временному параметру оптические сигналы подразделяются на непрерывные, импульсные и импульсно-периодические. В случае непрерывного сигнала его основными параметрами являются амплитуда, форма огибающей и частота модуляции. Импульсный и импульсно-периодический сигнал характеризуется длительностью, амплитудой и частотой повторения импульсов, а также их формой. По спектральному параметру оптические сигналы подразделяются на длину волны излучения и спектральную ширину полосы излучения. По поляризационному параметру оптические сигналы подразделяются по типу поляризации и повороту плоскости поляризации. По фазовому параметру оптические сигналы подразделяются по сдвигу фазы излучения относительно исходного оптического сигнала. По пространственному параметру оптические сигналы подразделяются на узконаправленные сигналы (например, в оптическом волноводе) и сигналы, несущие пространственно-распределенную информацию.

Так как оптический сигнал является электромагнитной волной, то для его описания могут быть использованы все основные ее параметры:

- длина волны;

- спектральный состав сигнала;
- интенсивность (либо энергия оптического сигнала);
- фаза волны;
- поляризация волны;
- модовый состав (для электромагнитной волны в волноводе или оптическом резонаторе);
- степень когерентности.

Все эти параметры электромагнитных волн могут быть использованы в качестве объекта модуляции при внешнем воздействии в оптических сенсорах.

Для управления оптическими сигналами в сенсорах используется изменение оптических свойств среды, в которой распространяется этот сигнал. Ниже приведены основные параметры, характеризующие оптические свойства среды.

Диэлектрическая проницаемость (ε) характеризует реакцию среды на воздействие электрической компоненты электромагнитной волны:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E},$$

здесь \mathbf{D} – вектор электрического смещения в среде; \mathbf{E} – вектор электрического поля. При наличии в среде поглощения диэлектрическая проницаемость является комплексной величиной:

$$\varepsilon = \varepsilon' + i \cdot \varepsilon''.$$

Связь между действительной и мнимой частями диэлектрической проницаемости описывается соотношениями Крамерса-Кронига:

$$\varepsilon'(\omega) = 1 + \frac{1}{\pi} \cdot \int \frac{\varepsilon''(\Omega)}{\Omega - \omega} d\Omega, \quad \varepsilon''(\omega) = \frac{1}{\pi} \cdot \int \frac{\varepsilon'(\Omega) - 1}{\Omega - \omega} d\Omega,$$

здесь ω – круговая частота излучения. Оптические свойства анизотропных сред описываются тензором диэлектрической проницаемости.

Магнитная проницаемость (μ) характеризует реакцию среды на воздействие магнитной компоненты электромагнитной волны:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H},$$

здесь \mathbf{B} – магнитная индукция; \mathbf{H} – вектор магнитного поля. Как правило, в оптике используются немагнитные среды. Поэтому далее, за исключением особо оговоренных случаев, предполагается, что $\mu = 1$.

Показатель преломления (n) характеризует фазовую скорость распространения электромагнитной волны в среде:

$$n = c/v ,$$

здесь c – скорость электромагнитной волны в вакууме; v – фазовая скорость электромагнитной волны в среде. Для непоглощающих сред показатель преломления связан с диэлектрической проницаемостью простым выражением:

$$n = \sqrt{\varepsilon} .$$

Коэффициент поглощения (α) определяет потери излучения в среде за счет поглощения:

$$I = I_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot d) ,$$

здесь I_0 – интенсивность падающего излучения; I – интенсивность излучения, прошедшего через слой среды, толщиной d .

Оптические свойства поглощающих сред удобно описывать с помощью *комплексного показателя преломления* (n^*):

$$n^* = n - i \cdot k .$$

Безразмерный параметр k также называется коэффициентом поглощения и связан с α следующим выражением:

$$\alpha = 4\pi k / \lambda ,$$

здесь λ – длина волны излучения.

Связь диэлектрической проницаемости среды с показателем преломления и коэффициентом поглощения задается следующим выражением:

$$\varepsilon = n^2 - k^2 + i \cdot 2nk .$$

При наличии в среде рассеивающих центров происходит уменьшение интенсивности прошедшего излучения за счет светорассеяния. Для описания таких сред вводится *коэффициент экстинкции* (α^*), характеризующий потери излучения как за счет поглощения, так и за счет рассеяния:

$$\alpha^* = \alpha + \sigma \cdot N ,$$

здесь σ – сечение рассеяния излучения на рассеивающем центре; N – концентрация рассеивающих центров в среде.

Для описания линейных оптических свойств среды может быть использована *линейная восприимчивость среды* ($\chi^{(j)}$). Она определяется следующим выражением:

$$P = \chi^{(1)} \cdot E,$$

здесь P – вектор поляризации среды; E – амплитуда электрической компоненты поля электромагнитной волны. Линейная восприимчивость среды $\chi^{(1)}$ связана с диэлектрической проницаемостью соотношением

$$\varepsilon = 1 + 4\pi \cdot \chi^{(1)}.$$

Коэффициент отражения (R) характеризует отношение интенсивностей падающей и отраженной волн на границе раздела сред. Для границы раздела «воздух-среда» коэффициент отражения определяется соотношением

$$R = \left| \frac{n-1}{n+1} \right|^2.$$

Достоинства волоконно-оптических датчиков

Возможность управления оптическими сигналами в волноводах и оптических волокнах с помощью внешнего воздействия широко используется в волноводных датчиках, сенсорах и волноводных измерительных устройствах. Развитие данного направления волноводной и волоконной оптики вызвано тем, что волоконно-оптические датчики, во многих случаях, обладают рядом преимуществ по сравнению с электронными датчиками и могут быть использованы в тех случаях, когда применение электронных датчиков невозможно. Ниже перечислены некоторые достоинства волоконно-оптических датчиков и измерителей, подтверждающее вышесказанное.

1. Отсутствие собственных электрических и магнитных помех;
2. Помехозащищенность от внешних электрических и магнитных полей;
3. Возможность работы в агрессивных средах и при повышенной радиации;
4. Возможность работы в установках высокого электрического напряжения;
5. Возможность работы при высокой/низкой температуре;
6. Возможность проведения измерений на больших площадях/расстояниях;
7. Возможность проведения измерений в труднодоступных местах.

Оптическое волокно в датчиках и устройствах измерения может быть использовано в двух целях. Во-первых, для доставки оптического сигнала к оптическому или электронному датчику, расположенному у объекта измерения и от него – к приемно-измерительному устройству. Во-вторых, непосредственно в качестве датчика измеряемой физической величины. В данном учебном пособии рассмотрена только вторая область применения оптических волокон и волноводов, в которой используется изменение условий распространения электромагнитной волны в волокне или волноводе при

внешнем воздействии. В Таблице 1.1 приведены физические величины, которые могут быть измерены с помощью волоконно-оптических датчиков, и некоторые оптические эффекты в оптических волокнах, которые для этого используются.

Таблица 1.1 - Физические величины, которые могут быть измерены с помощью волоконно-оптических датчиков

Измеряемый параметр	Оптический эффект
Напряженность электрического поля	Электрооптические эффекты Поккельса и Керра, электроабсорбция, пьезоэлектрический и электрострикционный эффекты
Сила электрического тока	Электрооптические эффекты Поккельса и Керра, электроабсорбция, пьезоэлектрический эффект, эффект Фарадея, термооптический эффект
Напряженность магнитного поля	Эффект Фарадея
Сила, давление, скорость, скорость потока, ускорение, перемещение, вибрации, механические напряжения.	Пьезооптический эффект, эффекты Доплера, Саньяка и Физо, изменение длины взаимодействия, спектральный сдвиг резонанса
Температура	Термооптический эффект, термолюминесценция
Химический состав, показатель преломления	Спектральный сдвиг резонанса, поглощение и люминесценция
Радиация	Индукцированное излучение и поглощение

Таким образом, практически все физические величины могут быть измерены с помощью волноводных и волоконных датчиков и сенсоров, при использовании соответствующего оптического эффекта.

Области применения волоконно-оптических датчиков [2 - 4]

В таблице 1.2 представлены некоторые области применения волоконных и интегрально-оптических датчиков и сенсоров. Из таблицы видно, что оптические датчики востребованы практически во всех областях человеческой технической деятельности. Это определяется их высокой надежностью, чувствительностью и другими достоинствами, описанными выше.

Востребованность волоконных и интегрально-оптических датчиков растет от года к году. На рис. 1.2 показан рост объема продаж оптических датчиков по годам. Из рисунка видно, что рост объема продаж близок к экспоненциальной зависимости. При этом происходит постоянное расширение областей применения оптических датчиков.

Таблица 1.2 - Основные области применения волоконных и интегрально-оптических датчиков и сенсоров

Отрасль	Применение
Горнодобывающая отрасль	<ul style="list-style-type: none"> • Мониторинг пожарной обстановки в шахтах • Мониторинг шахтных стволов и разработок • Распределенный мониторинг конвейерных лент • Мониторинг искрения
Нефтяная отрасль	<ul style="list-style-type: none"> • Термомониторинг скважин
Газовая отрасль	<ul style="list-style-type: none"> • Мониторинг газопроводов
Гидроэнергетика	<ul style="list-style-type: none"> • Мониторинг ГЭС
Электроэнергетика	<ul style="list-style-type: none"> • Распределенный мониторинг силовых кабелей • Мониторинг вибрации и температуры электрогенераторов
Строительство и ЖКХ	<ul style="list-style-type: none"> • Мониторинг элементов конструкции зданий • Мониторинг мостов и эстакад • Мониторинг «умного дома» • Мониторинг состояния теплотрасс
Авиация и космос	<ul style="list-style-type: none"> • Мониторинг деформаций и температуры композиционных материалов • Бортовая система мониторинга
Транспорт	<ul style="list-style-type: none"> • Мониторинг температуры двигателей • Мониторинг искрения электродвигателей
Химическая и пищевая промышленность	<ul style="list-style-type: none"> • Мониторинг химического состава и температуры продукции • Контроль технологических процессов с использованием УФ излучения
Медицина	<ul style="list-style-type: none"> • Контроль УФ облучения и обеззараживания

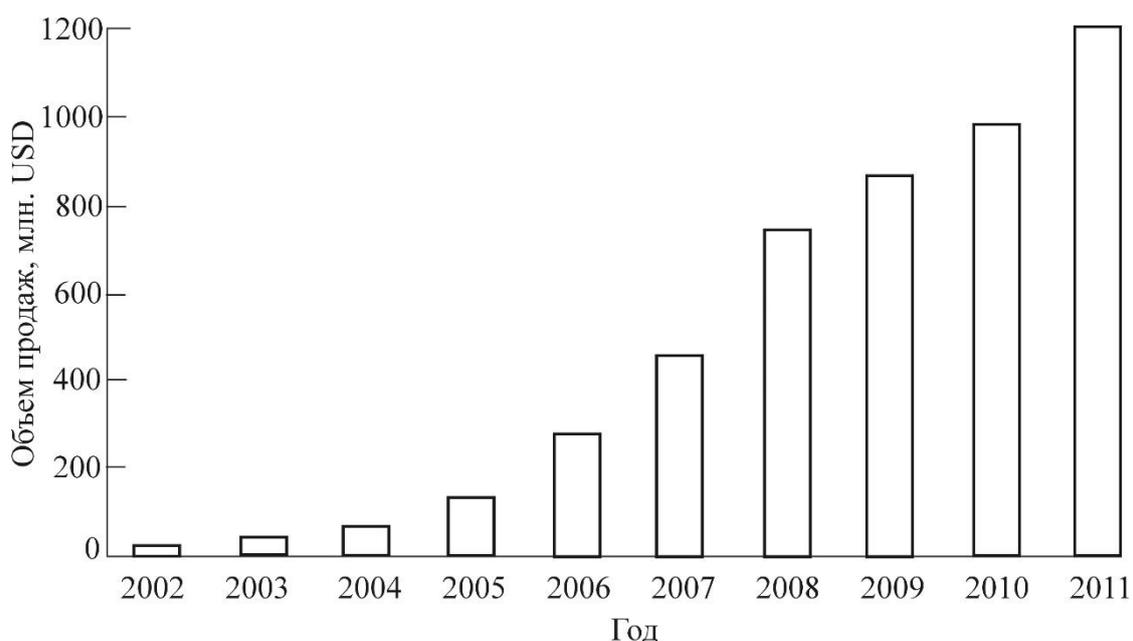


Рисунок 1.2 - Объем продаж волоконно-оптических датчиков по годам

Основные принципы построения волоконно-оптических датчиков

Существует огромное разнообразие типов и конструкций волоконных и интегрально-оптических датчиков. Тем не менее, можно выделить основные принципы построения таких датчиков. Рассмотрим эти принципы на примере волоконно-оптических датчиков. Некоторые структурные схемы волоконно-оптических датчиков показаны на рис. 1.3. Как правило, такие датчики содержат источник излучения (например, полупроводниковый лазер или светодиод), приемник излучения (например, фотодиод или волоконный спектрометр), передающее волокно и чувствительный элемент, в котором происходит преобразование физической величины в оптический сигнал. Кроме этих основных элементов датчики, в зависимости от принципа их работы, могут содержать другие оптические элементы: поляризаторы, аттенюаторы, линзы и т.д. Так, датчик на основе волоконного интерферометра Маха-Цендера, показанный на рис. 1.3, в, содержит волоконные Y-разветвитель и Y-соединитель, распределяющие оптический сигнал на два плеча интерферометра.

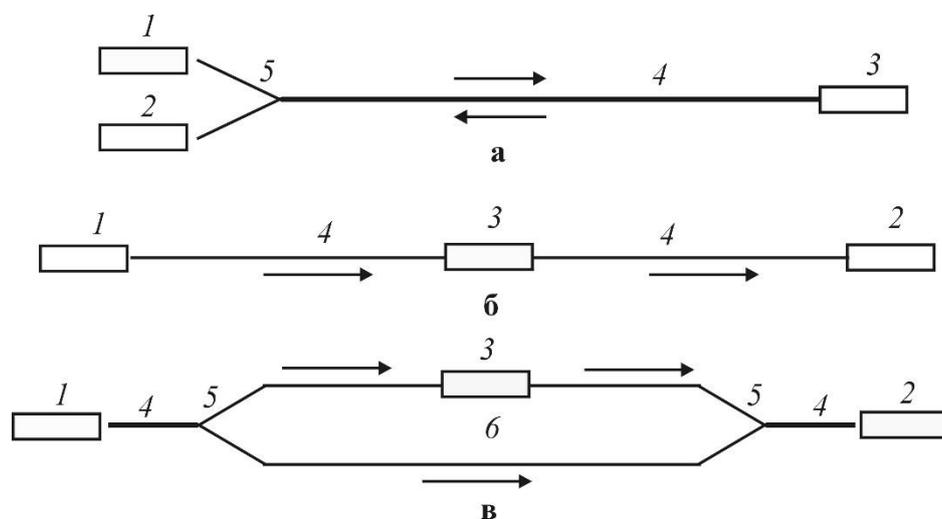


Рисунок 1.3 - Структурные схемы некоторых типов ВОД. 1 – источник излучения (лазер), 2 – фотоприемник, 3 – чувствительный элемент, 4 – передающее оптическое волокно, 5 – волоконный Y-разветвитель (соединитель), 6 – волоконный интерферометр Маха-Цендера

Оптические датчики могут иметь точечные и распределенные чувствительные элементы. В первом случае чувствительный элемент может быть сосредоточен в очень малом объеме. Во втором случае это может быть оптическое волокно длиной в десятки метров. Распределенные датчики могут иметь большое количество точечных чувствительных элементов, соединенных в сеть. Для упрощения конструкции такой сети и ее удешевления в ней может быть использована WDM-технология (Wavelength Distribution Multiplexing) передачи оптических сигналов, используемая в волоконных линиях связи. Распределенная сеть таких точечных датчиков показана на рис. 1.4. Принцип работы такой распределенной сети датчиков заключается в следующем.

Каждый датчик работает на своей длине волны. Оптические сигналы со всех датчиков собираются в одно оптическое волокно (мультиплексируются). На входе приемного устройства происходит разделение сигналов по длинам волн (демультиплексирование), и каждый оптический сигнал подается на свое фотоприемное устройство. Данная технология позволяет передавать по одному оптическому волокну сигналы с десятков датчиков. Существуют и другие методы мультиплексирования, например, временное мультиплексирование импульсных оптических сигналов.

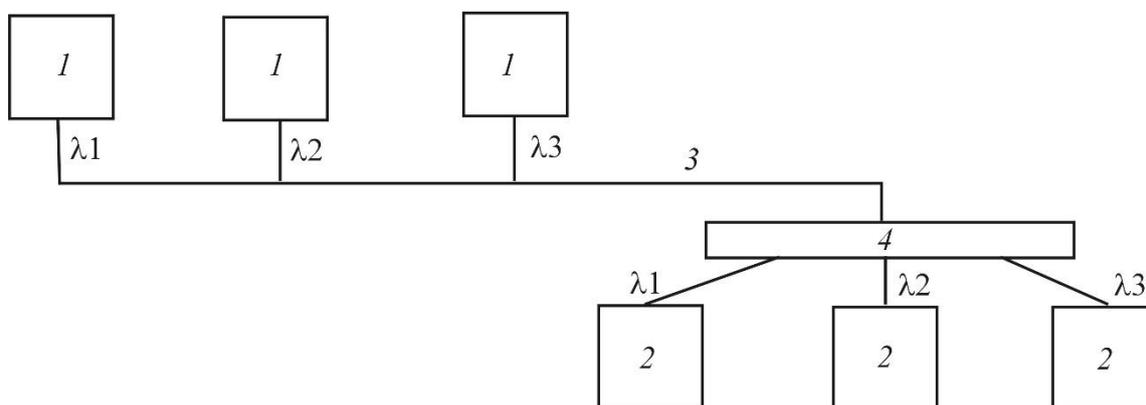


Рисунок 1.4 - Блок-схема сети ВОД с WDM-технологией передачи оптических сигналов. 1 – чувствительные элементы ВОД, 2 – фотоприемники, 3 – передающее оптическое волокно, 4 - демультиплексор

2 Оптические волноводы и волокна [1, 5]

Законы оптики, приводящие к каналированию электромагнитных волн в волноводах

В сенсорной фотонике оптические волноводы и волокна используют в качестве чувствительных элементов, а также для передачи оптических сигналов. Поэтому, прежде, чем перейти к описанию методов преобразования физических величин в оптические и описанию конкретных датчиков и сенсоров, необходимо дать начальные сведения об особенностях распространения сигналов по оптическим волноводам.

В простейшем случае оптический волновод представляет собой протяженную среду с высоким показателем преломления, окруженную средами с меньшими показателями преломления. Основным свойством оптического волновода является способность каналировать электромагнитную энергию оптического диапазона. В лучевом приближении это свойство волновода иллюстрирует рис. 2.1. В случае каналирования волна распространяется в слое 2 благодаря полному внутреннему отражению от границ раздела сред 2 и 3.

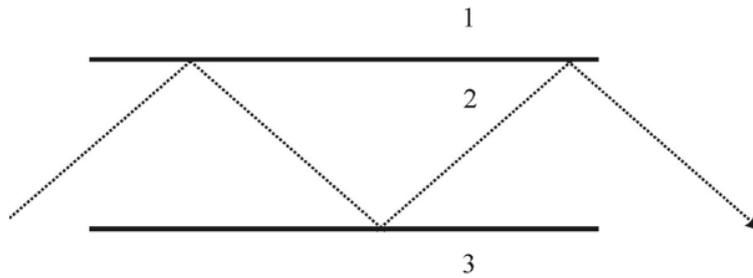


Рисунок 2.1 - Каналирование луча в оптическом волноводе

Рассмотрим законы оптики, описывающие отражение и преломление света на границе между двумя средами с показателями преломления n_1 и n_2 (рис. 2.2).

Из граничных условий на границе раздела двух сред можно вывести следующие выражения, описывающих свойства лучей при отражении и преломлении:

- 1 $\theta_3 = \theta_1$ (Угол падения равен углу отражения)
- 2 $\sin\theta_1/\sin\theta_2 = n_2/n_1$ (Закон Снеллиуса)
- 3 Законы Френеля, связывающие амплитуды полей падающей (E_1), отраженной (E_3) и преломленной (E_2) волн.

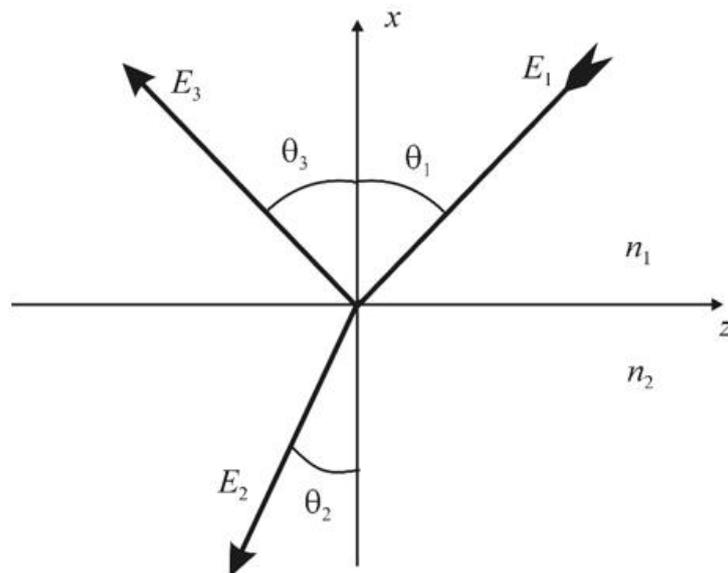


Рисунок 2.2 - Отражение и преломление света на границе раздела двух сред с разными показателями преломления

Коэффициенты отражения (R) и пропускания (T) могут быть определены по следующим формулам:

$$R = \left| \frac{E_3}{E_1} \right|^2, \quad T = \left| \frac{E_2}{E_1} \right|^2.$$

Рассмотрим важный для оптических волноводов случай, при котором излучение полностью отражается от границы двух сред ($R = 100\%$). Данная ситуация реализуется при угле падения, большем критического угла θ_c (рис. 2.3,а). Критический угол падения определяется из выражения

$$\sin\theta_c = n_1/n_2.$$

Из приведенного выражения следует, что эффект полного внутреннего отражения может возникать лишь при выполнении условия $n_2 > n_1$. Это условие также является необходимым для каналирования излучения в большинстве диэлектрических волноводов.

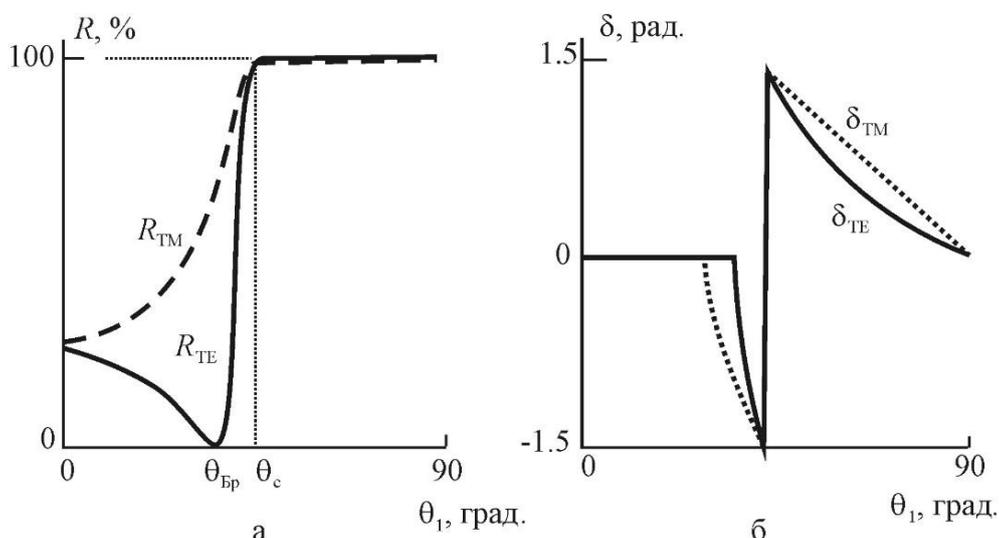


Рисунок 2.3 - а – зависимость коэффициента отражения от угла падения излучения для двух поляризаций падающего излучения (ТЕ и ТМ); б – зависимость сдвига фазы отраженного излучения от угла падения излучения

Рассмотрим некоторые важные эффекты, возникающие при полном внутреннем отражении:

1. При отражении от границы двух сред происходит сдвиг фазы отраженного излучения. Величина сдвига фазы задается выражением

$$\delta = 2\arctg \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_2^2/n_1^2}}{n_2^2/n_1^2 \cos \theta_1}$$

для случая ТЕ-поляризации падающего излучения и выражением

$$\delta = 2\arctg \frac{\sin^2 \theta_1 - n_2^2/n_1^2}{\cos \theta_1}$$

для случая ТМ-поляризации. Зависимости сдвига фазы отраженного излучения от угла падения показаны на рис. 2.3,б. Из рисунка видно, что вблизи критического угла падения происходит скачок фазы отраженного излучения, а в области полного внутреннего отражения, при увеличении угла падения, фаза отраженного излучения уменьшается.

2. Полное внутреннее отражение сопровождается смещением пучка вдоль оси z (сдвиг Гуса-Хеншена). Это происходит за счет проникновения излучения за границу двух сред в виде затухающей («эванесцентной») волны (рис. 2.4).

Сдвиг фазы при отражении излучения от границы сред и сдвиг Гуса-Хеншена оказывают существенное влияние на особенности распространения оптических сигналов в диэлектрических волноводах.

В полых диэлектрических волноводах излучение падает из среды с $n = 1$ в среду с более высоким коэффициентом отражения. В этом случае эффект полного внутреннего отражения отсутствует, и коэффициент отражения достигает 100% лишь при $\theta_1 = 90^\circ$. Сдвиг фазы отраженного излучения не зависит от угла падения и поляризации излучения и равен нулю.

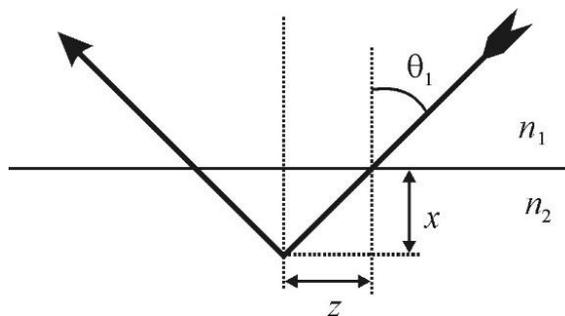


Рисунок 2.4 - Сдвиг Гуса-Хеншена при полном внутреннем отражении

При распространении электромагнитных волн в тонких пленках и слоях может возникать явление интерференции. В случае оптических волноводов интерференция оказывает решающее влияние на характер распространения волны. Поэтому для понимания процессов, происходящих в оптических волноводах, необходимо рассмотреть основные закономерности интерференции двух электромагнитных волн.

Для планарного волновода толщиной $2a$ с показателем преломления n_1 выражение, описывающее интерференцию, можно записать в виде условия фазового резонанса:

$$4akn_1 \sin\varphi - \delta_{12} - \delta_{13} = 2N\pi, N = 0, 1, 2 \dots,$$

где k – волновое число, φ – угол между границей раздела и падающим на нее лучом, δ_{12} и δ_{13} – сдвиги фазы на границах раздела 1 - 2 и 1 - 3. Из данного выражения следует, что по волноводу могут распространяться лишь дискретные типы оптических сигналов, для которых выполняется условие

фазового резонанса. Такие типы оптических сигналов называются волноводными модами. Некоторые свойства волноводных мод описаны ниже.

Волноводные моды. Так как распространение электромагнитной волны в волноводе носит резонансный характер, то в определенном типе волновода могут распространяться только определенные типы колебаний электромагнитных волн – волноводные моды. Каждый тип моды характеризуется своим пространственным распределением поля в поперечном направлении, поляризацией, скоростью распространения и т.д. По характеру распространения в волноводе моды делятся на *направляемые, вытекающие и излучательные*.

Количество мод, которые могут распространяться в волноводе. По количеству направляемых мод волноводы делятся на *одномодовые* и *многомодовые*.

Модовые числа. В многомодовом волноводе может существовать несколько направляемых мод. Для их обозначения вводится нумерация в виде нижних индексов в типе моды, соответствующих величине N в условии фазового резонанса. Нумерация ведется от нуля. Например, TE_0 – нулевая (низшая) TE -мода.

Константа распространения (β) является основным параметром, характеризующим распространение волноводной моды в волноводе определенного типа. Продольная константа распространения является z -составляющей волнового вектора электромагнитной волны kn_2 и входит в выражение для амплитуды волны в волноводе $E \sim \exp(-i\omega t + i\beta z)$.

Рабочий спектральный диапазон. Диапазон длин электромагнитных волн, которые могут распространяться по данному волноводу в виде направляемых мод.

Константа распространения связана с круговой частотой волны ω и ее фазовой скоростью V_p (см. ниже) следующим выражением:

$$\beta = \omega/V_p.$$

Каждая мода характеризуется своей константой распространения $\beta = \omega/V_p$. Константа распространения β связана с углом φ следующим образом:

$$\beta = n_1 k \cdot \cos\varphi.$$

Пусть, для определенности, $n_2 \geq n_3$. Тогда константа распространения направляемой моды заключена в интервале:

$$n_1 k \geq \beta \geq n_2 k \geq n_3 k.$$

Характеристическое уравнение связывает константу распространения волноводной моды с основными параметрами волновода - показателями преломления волновода и окружающей среды и геометрией волновода. Характеристическое уравнение планарного волновода будет описано в следующем разделе.

Диапазон существования направляемых мод задает предельные значения константы распространения, при которых еще возможно формирование направляемой моды в волноводе.

Условие отсечки - соотношение, связывающее параметры волновода с длиной электромагнитной волны, при выполнении которого направляемая мода перестает существовать. На языке лучевого описания это соответствует нарушению условия полного внутреннего отражения. На языке модового описания это означает нарушение локализации поля излучения внутри волновода и расплывание поля за пределы волновода.

Групповая скорость электромагнитной волны – скорость распространения поверхности волны с постоянной амплитудой. Групповая скорость определяется выражением

$$V_g = d\omega/dk,$$

здесь ω – частота электромагнитной волны; k – волновое число.

Фазовая скорость волноводной моды. В общем случае фазовая скорость электромагнитной волны – скорость распространения поверхности волны с постоянной фазой. Фазовая скорость определяется выражением

$$V_p = c/(\epsilon\mu)^{1/2},$$

здесь c – скорость света; ϵ и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды соответственно. Для диэлектрических материалов без поглощения ($\mu = 1$, $\epsilon = n_2$), фазовая скорость равна c/n . При отсутствии в среде дисперсии фазовая скорость равна групповой скорости: $V_p = V_g$.

В волноводе каждая мода имеет свою фазовую скорость. Это связано с тем, что в лучевом приближении каждая мода имеет свой угол падения на границу раздела сред. Значит, один и тот же отрезок волновода разные моды проходят за разное время, т.е. имеют разную фазовую скорость.

Эффективный показатель преломления волноводной моды. Так как различные моды имеют разную фазовую скорость, то логично для каждой моды ввести свой показатель преломления – эффективный показатель преломления. Эффективный показатель преломления волноводной моды определяется

выражением: $n_{\text{эфф}} = n_1 \sin \varphi$ (n_1 – показатель преломления сердечника волновода). Учитывая то, что $\beta = n_1 k \cos \varphi$, мы можем получить следующую связь между постоянной распространения и эффективным показателем преломления волноводной моды: $\beta = kn_{\text{эфф}}$.

Классификация и типы оптических волноводов

В интегральной и волоконной оптике используется большое разнообразие оптических волноводов с различными свойствами. Большинство из них можно классифицировать по двум параметрам:

- Геометрия волновода в поперечном сечении и продольном направлении;
- Профиль показателя преломления (или диэлектрической проницаемости) волновода в поперечном сечении.

По своей геометрии в поперечном сечении оптические волноводы делятся на волноводы с прямоугольным сечением (планарные и полосковые) и волноводы с круглым сечением. Первая группа волноводов используется, как правило, в интегральной оптике, для передачи оптических сигналов, в оптических переключателях и полупроводниковых лазерах. Вторая группа используется в виде оптических волокон, в волоконно-оптических линиях связи, в волоконных лазерах и волоконно-оптических датчиках и сенсорах. Иногда применяются волноводы с более сложной геометрией, например, прямоугольные волноводы на пьедестале и волокна с эллиптическим поперечным сечением.

По профилю пространственного распределения показателя преломления в поперечном сечении волноводы и волокна делятся на две основные группы: со ступенчатым профилем и с градиентным профилем показателя преломления. Во второй группе волноводов показатель преломления плавно изменяется от центра волновода к его границе по определенному закону. Наиболее часто используются волноводы и волокна с параболическим профилем изменения показателя преломления. В некоторых случаях используются волноводы и волокна с многослойным тонкопленочным покрытием из диэлектриков.

Материал оптического волновода может обладать свойством усиления оптического сигнала. Волноводы с усиливающей средой используются в волноводных и волоконных лазерах и усилителях.

Волноводы, описанные выше, также называют регулярными волноводами, так как они имеют регулярную (неизменную) геометрию в продольном направлении. В то же время в фотонике широкое применение находят нерегулярные волноводы. Такие волноводы, как правило, имеют периодическую модуляцию показателя преломления в продольном направлении. К этой группе волноводов относятся гофрированные и брэгговские волноводы. В гофрированных волноводах имеется периодическая модуляция показателя преломления в продольном направлении на границе волновода. В брэгговских волноводах вся среда волновода в продольном

направлении имеет периодическую модуляцию показателя преломления. Волноводы данной группы используются в качестве волноводных фильтров и оптических переключателей, а также в волноводных лазерах для создания положительной обратной связи.

Общим для описанных выше волноводов является то, что показатель преломления материала волновода больше, чем показатель преломления окружающей среды. В то же время существуют полые диэлектрические волноводы в виде капилляра прямоугольного или круглого сечения, заполненного газом с $n = 1$. Такие волноводы используются в волноводных газовых лазерах. Для передачи мощного лазерного излучения среднего ИК диапазона иногда используют полые металлические волноводы прямоугольного или круглого сечения.

В последние годы интенсивно исследуются и уже находят практическое применение новые типы волноводов – фотоннокристаллические и плазмонные волноводы. Фотоннокристаллический волновод представляет собой волновод прямоугольного или круглого сечения, окруженный фотонным кристаллом. Центральная часть такого волновода может представлять собой полость ($n = 1$) либо диэлектрик с $n > 1$. Фотоннокристаллические волноводы находят применение в интегральной оптике и волоконно-оптических системах связи. Плазмонный волновод представляет собой протяженную полосу металла с толщиной, много меньшей длины волны излучения. Особенностью плазмонных волноводов является то, что оптический сигнал распространяется не внутри такого волновода, а по его поверхности, в виде поверхностной электромагнитной волны. Это свойство плазмонных волноводов связано с возбуждением в металле плазмонов – коллективных колебаний плазмы свободных электронов. Применение плазмонных волноводов в устройствах интегральной оптики дает возможность значительно уменьшить габариты этих устройств.

Методы математического описания оптических волноводов [5]

Методы математического описания параметров оптических волноводов можно поделить на две основные группы: методы геометрической оптики и методы электродинамики. Методы геометрической оптики отличаются простотой и наглядностью и, в ряде случаев, позволяют получить достаточно точное описание некоторых характеристик волновода. Методы электродинамики, основанные на решении волновых уравнений Максвелла, являются более громоздкими. В то же время они дают более полное описание оптических свойств волновода и волноводных мод. В частности, они позволяют получить распределение поля электромагнитной волны моды в волноводе с учетом ее поляризации и описать волноводы сложной структуры и геометрии.

Методы геометрической оптики для расчета волноводов основаны на законах геометрической оптики. Законы геометрической оптики справедливы для приближения очень коротких длин волн ($\lambda \rightarrow 0$). В этом случае можно

считать, что излучение распространяется вдоль определенных прямых – световых лучей (лучевое приближение). При этом оптические законы можно сформулировать на языке геометрии.

Рассмотрим применение метода геометрической оптики для расчета характеристик планарного волновода. Центральный слой волновода (рис. 2.5) имеет показатель преломления n_1 и толщину $2a$. Диэлектрические слои, окружающие волновод, имеют показатели преломления n_2 и n_3 . Луч распространяется под углом φ к оси z волновода. Для формирования направляемых лучей необходимо, чтобы показатель преломления центрального слоя был больше показателей преломления окружающих сред: $n_1 > n_2$, $n_1 > n_3$. Кроме того, необходимо выполнение условия полного внутреннего отражения: $\cos\varphi > n_2/n_1$ и $\cos\varphi > n_3/n_1$.

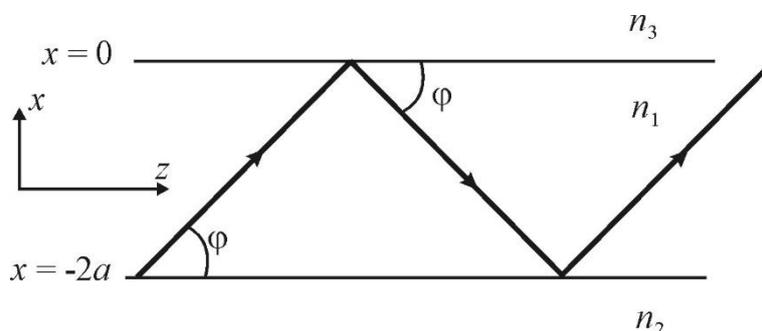


Рисунок 2.5 - Геометрия планарного диэлектрического волновода

Изменение траектории лучей в волноводе происходит не непрерывно, а дискретно из-за эффектов интерференции. Это связано с дополнительным условием формирования направляемых лучей – условием фазового резонанса. Согласно этому условию, полное изменение фазы за один зигзаг траектории луча должно быть кратно 2π . Так как длина оптического пути за один проход между отражениями равна $4a \cdot \sin\varphi$, то, учитывая изменение фазы δ_{12} и δ_{13} при отражении от границ волновода, получаем условие фазового резонанса в виде

$$4akn_1 \sin\varphi - \delta_{12} - \delta_{13} = 2N\pi, N = 0, 1, 2 \dots$$

Введем следующие обозначения:

$$p^2 = \beta^2 - n_2^2 k^2, q^2 = n_1^2 k^2 - \beta^2 \text{ и } r^2 = \beta^2 - n_3^2 k^2.$$

Тогда условие фазового резонанса для ТЕ-поляризации принимает вид:

$$4aq - 2\arctg(p/q) - 2\arctg(r/q) = 2N\pi.$$

Данное уравнение называется *характеристическим уравнением* для лучей в планарном диэлектрическом волноводе. Оно позволяет определить значения, которые может принимать константа распространения β при заданных длине волны, геометрических размерах волновода и показателях преломления n_1 , n_2 и n_3 . Целое число N в характеристическом уравнении соответствует номеру волноводной моды и определяет траекторию луча в волноводе, по которому распространяется данная волноводная мода. Характеристическое уравнение можно переписать в более удобной форме:

$$\operatorname{tg}(2aq - N\pi) = \frac{(p+r)q}{q^2 - pr}.$$

Методы, основанные на приближении геометрической оптики, позволяют вычислить характеристическое уравнение волновода, траектории лучей, соответствующие различным направляемым модам, а также ряд других параметров волновода. Более широкими возможностями обладают методы электродинамики, рассмотренные ниже.

Электродинамические методы расчета оптических волноводов основаны на решении уравнений Максвелла. Уравнения Максвелла описывают распространение электромагнитных волн в пространстве и в веществе. При практическом расчете оптических волноводов уравнения Максвелла используются в виде двух волновых уравнений – одно для вектора \mathbf{E} , другое для вектора \mathbf{H} . Такие уравнения могут быть выведены из исходных уравнений Максвелла методом подстановки. Векторные волновые уравнения имеют следующий вид:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \text{и} \quad \nabla^2 \mathbf{H} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0.$$

Для расчета оптических волноводов практический интерес представляет случай плоской гармонической волны при отсутствии в среде токов и зарядов. Для гармонической волны векторы \mathbf{E} , \mathbf{H} пропорциональны $\exp(-i\omega t)$. Здесь ω – круговая частота колебаний, t – время. В этом случае волновые уравнения можно привести к виду:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 n^2 \mathbf{E} = 0 \quad \text{и} \quad \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 n^2 \mathbf{H} = 0.$$

Здесь $k = \omega(\mu\varepsilon)^{1/2}$. Скалярные волновые уравнения имеют аналогичный вид, но относятся к определенным компонентам векторов. В большинстве практических задач волноводной оптики можно пренебречь быстро

меняющимся множителем $\exp(-i\omega t)$. Тогда решение скалярного волнового уравнения для гармонической волны будет иметь вид:

$$E(x,y,z) = A(x,y) \cdot \exp(-i\beta z) \text{ и } H(x,y,z) = B(x,y) \cdot \exp(-i\beta z).$$

Неизвестные константы $A(x,y)$ и $B(x,y)$ могут быть определены из конкретных граничных условий задачи.

Известно, что функции, описывающие распределение поля волноводных мод, могут быть как четными, так и нечетными. Учитывая свойства волноводных мод и условия непрерывности на границах раздела, можно сразу задать конкретный вид решений волновых уравнений для трех областей планарного волновода:

$$E_y = \begin{cases} A \exp(-rx), & x \geq 0 \\ A \cos qx + B \sin qx, & 0 \geq x \geq -2a \\ (A \cos 2aq - B \sin 2aq) \cdot \exp p(x+2a), & -2a \geq x \end{cases}$$

Неизвестные константы A и B могут быть найдены путем подстановки данных решений в выражения для граничных условий. Следует напомнить, что для получения полного выражения для электрической компоненты поля волны полученные решения необходимо умножить на $\exp(-i\omega t) \cdot \exp(-i\beta z)$. Аналогичным образом могут быть получены решения для H -компоненты волноводной моды. Условия непрерывности приводят к двум уравнениям:

$$-rA = qB, \quad x = 0,$$

$$q(A \sin 2aq + B \cos 2aq) = p(A \cos 2aq - B \sin 2aq), \quad x = -2a.$$

Если исключить из этих уравнений отношение A/B , можно получить характеристическое уравнение для ТЕ-мод:

$$\operatorname{tg}(2aq - N\pi) = \frac{(p+r)q}{q^2 - pr}.$$

С точностью до величины $N\pi$ это уравнение совпадает с характеристическим уравнением, полученным методом геометрической оптики. Рассмотрим подробнее вид решений волновых уравнений для компоненты вектора E_y . Внутри волновода поле электромагнитной волны имеет осциллирующий характер, так как описывается тригонометрическими функциями. Вне волновода поле также присутствует, но затухает по экспоненте

при увеличении x . Распределение амплитуды поля в поперечном сечении волновода для ТЕ мод с индексами 0 и 1 показано на рис. 2.6.

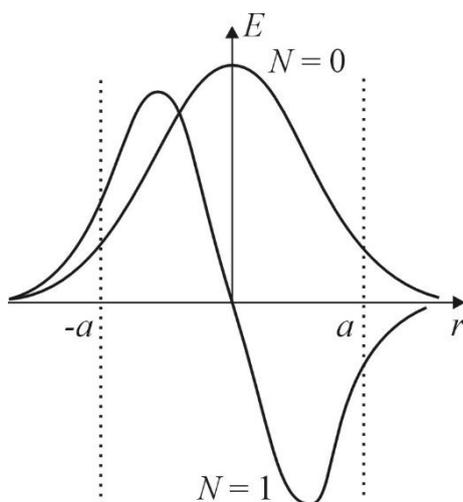


Рисунок 2.6 - Распределение амплитуды поля электромагнитной волны в поперечном сечении волновода для мод с индексами 0 и 1

Пунктиром на рисунке обозначены границы волновода. Из рисунка видно, что поле моды с $N = 0$ имеет максимум на оси волновода. Вне волновода поле спадает экспоненциально. Поле моды с индексом $N = 1$ на оси волновода равно нулю, но имеет максимум и минимум вблизи границ волновода. Отрицательное значение поля означает, что вектор E направлен в противоположную сторону. Вне волновода поле данной моды спадает экспоненциально. Наличие поля электромагнитной волны вне волновода при распространении волноводных мод имеет важное практическое значение для волоконной и интегральной оптики. Так, наличие поглощения вне волновода приводит к потерям мощности каналируемого оптического сигнала. Поэтому волноводы и волокна, в большинстве случаев, помещают в оболочки из непоглощающих материалов. Кроме того, наличие поля вне волновода позволяет осуществлять электромагнитную связь между различными волноводными устройствами, например, переводить оптический сигнал из одного волновода в другой, а также создавать волноводные переключатели и коммутаторы оптических сигналов.

3 Оптические эффекты, используемые в волоконных датчиках и сенсорах [1, 2]

Для регистрации и измерения физических величин с помощью волноводных и волоконных датчиков и сенсоров используют целый ряд оптических эффектов в материалах, которые сопровождаются обратимым изменением оптических характеристик материала при воздействии внешних факторов. В данном разделе рассмотрены некоторые из этих эффектов. Примеры конкретного применения описанных эффектов в датчиках различных типов представлены в п. 4.

Линейный электрооптический эффект Поккельса

Для измерения параметров электрических полей могут быть использованы электрооптические эффекты. Существует большое количество электрооптических эффектов, но наиболее часто в датчиках используют линейный электрооптический эффект (эффект Поккельса). Данный эффект наблюдается в анизотропных средах, в частности, в монокристаллах.

Внешнее электрическое поле, приложенное к анизотропной кристаллической среде, приводит к изменению оптических характеристик этой среды – создает наведенную анизотропию. В случае линейного электрооптического эффекта изменения показателей преломления пропорциональны приложенному электрическому полю. Для описания изменения оптических свойств кристалла под действием электрического поля вводится тензор электрооптических коэффициентов r_{ij} .

Влияние электрического поля на условия распространения волны удобно выражать в величинах $1/n_{(x,y,z)}^2$. В этом случае в присутствии электрического поля эллипсоид показателя преломления будет иметь вид:

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1.$$

Если определить $\Delta(1/n^2)_i$ как изменение коэффициентов $(1/n^2)_i$ ($i = 1, \dots, 6$) то можно написать систему уравнений, описывающих влияние электрического поля с компонентами E_x, E_y, E_z на показатель преломления в виде

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j,$$

где предполагается, что $j = 1 = x, j = 2 = y, j = 3 = z$. Из данного выражения следует, что изменение показателя преломления пропорционально первой степени напряженности электрического поля. Отсюда, в соответствии с правилами перемножения матриц, можно вычислить изменение всех компонентов показателя преломления. Например:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 = r_{61} E_1 + r_{62} E_2 + r_{63} E_3.$$

Матрица с элементами r_{ij} называется тензором электрооптических коэффициентов. Элементы r_{ij} этого тензора дают возможность определить, по

каким кристаллографическим направлениям в конкретном кристалле имеет место электрооптический эффект и какова его величина. Например, в centrosymmetric кристаллах (кристаллах, обладающих инверсионной симметрией) все коэффициенты тензора электрооптических коэффициентов равны нулю. Следовательно, в таком кристалле линейный электрооптический эффект отсутствует. В кристалле KDP (KH_2PO_4) тензор электрооптических коэффициентов имеет вид

$$r = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{vmatrix}$$

Причем $r_{41} = r_{52}$. В таблице 3.1 приведены свойства некоторых электрооптических кристаллов, используемых для управления излучением.

Таблица 3.1 - Свойства некоторых электрооптических кристаллов

Кристалл	$r_{ij}, 10^{-12}$ м/В	n_o, n_e ($\lambda=0.5$ мкм)	$n_o^3 r_{ij}, 10^{-12}$ м/В
KH_2PO_4	$r_{41} = r_{52} = 8.6,$ $r_{63} = 10.6$	$n_o = 1.51,$ $n_e = 1.47$	29 (r_{41}), 34 (r_{63})
BaTiO_2	$r_{13} = 8, r_{33} = 23,$ $r_{42} = 820$	$n_o = 2.44, n_e = 2.36$	334 (r_{33})
GaAs	$r_{41} = r_{52} = r_{63} = 1.6$	$n_o = 3.34$	59
CdTe	$r_{41} = r_{52} = r_{63} = 6.8$	$n_o = 2.6$	120

Так как наиболее сильно линейный электрооптический эффект проявляется в кристаллических средах, то в датчиках электрического поля в качестве чувствительного элемента могут быть использованы волноводы из электрооптических кристаллов. Такой волновод может быть, например, помещен в одно из плеч волноводного или волоконного интерферометра Маха-Цендера. Однако в настоящее время разработан целый ряд наностеклокерамик, представляющих собой стеклянную матрицу, содержащую нанокристаллы электрооптических кристаллов. Из такой стеклокерамики может быть изготовлено оптическое волокно, и датчик электрического поля будет полностью волоконный.

Электрострикционный эффект

Электрострикционный эффект присущ всем диэлектрическим материалам. Он заключается в том, что при приложении электрического поля к диэлектрической среде в ней возникает наведенная поляризация. В элементарных объемах среды возникает локальное электрическое поле, а взаимодействие этих полей приводит к локальному изменению плотности среды. Изменение плотности, в свою очередь, приводит к механическим напряжениям, ориентированным по направлению приложенного поля – появляется наведенная анизотропия. В результате происходит обратимое изменение показателя преломления среды. В изотропных материалах, например в стеклах, изменение показателя преломления связано с изменением плотности среды $\Delta\rho$ выражением:

$$\Delta n \sim \Delta\rho = \frac{1}{2} \rho C \gamma \epsilon_0 |E|^2,$$

где E – приложенное электрическое поле, C – постоянная изотермального сжатия материала, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, γ – коэффициент электрострикции данного материала.

Из приведенной формулы видно, что показатель преломления среды пропорционален квадрату напряженности электрического поля, в отличие от эффекта Поккельса и пьезоэлектрического эффекта. Он проявляется как в постоянных, так и в переменных и импульсных электрических полях. В сенсорике электрострикционный эффект может быть использован для измерения напряженности электрических полей.

Магнитооптический эффект Фарадея

Известно большое количество магнитооптических эффектов, которые находят применение в устройствах фотоники и сенсорики: эффект Коттона-Мутона (магнитный линейный дихроизм); полярный, меридиональный и экваториальный эффекты Керра, эффект Фарадея и др. Наиболее часто в датчиках магнитного поля и электрического тока используют эффект Фарадея. Данный эффект заключается в том, что при наложении магнитного поля на вещество орбиты электронов во внешней оболочке атомов вещества начинают прецессировать. В результате прецессии вместо одной резонансной частоты у электрона появляются две собственные частоты, относящиеся к правым и левым круговым колебаниям. В результате плоскость поляризации линейно поляризованного света, проходящего через вещество вдоль вектора напряженности магнитного поля \mathbf{H} , поворачивается на угол ψ :

$$\psi = R \cdot L \cdot H,$$

где L – длина среды; H – напряженность магнитного поля; R – постоянная Верде, зависящая от материала, температуры и длины волны излучения. Таким образом, эффект Фарадея проявляется в появлении магнитного кругового дихроизма.

При помещении магнитооптической среды между скрещенными поляризаторами интенсивность излучения, прошедшего через среду, при магнитооптическом эффекте будет определяться выражением

$$I(H) = I_0 \cdot \sin^2 \psi = I_0 \cdot \sin^2(R \cdot L \cdot H).$$

Из описания данного эффекта, приведенного выше, становится ясно, что эффект Фарадея проявляется во всех веществах, включая твердые тела, жидкости и газы. Однако у большинства материалов величина постоянной Верде, определяющей эффективность магнитооптического эффекта, мала (см. табл. 3.2). Наиболее сильно магнитооптический эффект проявляется в средах, содержащих ионы переходных и редкоземельных металлов, например – железиттриевый гранат ($Y_3Fe_5O_{12}$) и трибромид хрома ($CrBr_3$).

Таблица 3.2 - Магнитооптические характеристики некоторых оптически прозрачных сред

Материал	Постоянная Верде, $3 \cdot 10^{-4}$ рад/(Э·см)	Длина волны, мкм
ZnS	0.23	0.66
GaAs	0.3	1.06
InSb	12	15
$Y_3Fe_5O_{12}$	300	1- 2
$CrBr_3$	1600	0.5
Стекло (Ce^{3+} - P)	- 0.33	0.5

Эффект Фарадея используют для измерения напряженности магнитного поля и силы электрического тока.

Термооптические эффекты

Для измерения температуры широко используют волоконно-оптические датчики на основе целого ряда термооптических эффектов. Перечислим кратко некоторые из этих эффектов.

- Тепловое излучение нагретого тела. В данном случае измеряемой величиной может быть мощность теплового излучения или спектральный сдвиг максимума полосы излучения, согласно закону Вина.
- Температурная зависимость показателя преломления, которая описывается выражением $n(T) = n_0 + T \cdot dn/dT$. Для оптических стекол величина dn/dT может лежать в диапазоне $(-35 \dots +110) \cdot 10^{-7} K^{-1}$.

- Температурное изменение коэффициента поглощения, которое определяется выражением $k(T) = k_0 + T \cdot dk/dT$. Так, у поликристаллического диоксида ванадия (VO_2) в интервале температур $50 \dots 70^\circ\text{C}$ величина dk/dT равна $+ 0.79 \text{ K}^{-1}$ для $\lambda = 1.5 \text{ мкм}$.

- Температурное тушение люминесценции, которое определяется выражением $I(T) = I_0 \pm T \cdot dI/dT$ (I – интенсивность люминесценции). У большинства люминесцентных материалов при увеличении температуры происходит обратимое уменьшение интенсивности люминесценции. Так, у силикатных стекол с молекулярными кластерами серебра $dI/dT = -0.2 \text{ K}^{-1}$. Зная закон температурной зависимости интенсивности люминесценции для данного материала, можно осуществлять измерение температуры путем измерения интенсивности люминесценции.

- Спектральный сдвиг полосы люминесценции при изменении температуры, который описывается выражением $\lambda(T) = \lambda_0 \pm T \cdot d\lambda/dT$. Величина $d\lambda/dT$ калиевоалюмооборатного стекла с молекулярными кластерами меди равна 0.5 нм/К .

Эффект Физо [3]

Эффект Физо заключается в том, что при распространении света сквозь движущуюся среду изменяется скорость света. Данный эффект можно наблюдать в оптической схеме, показанной на рис. 3.2. Прозрачная жидкость находится в изогнутой трубке. При этом, жидкость может быть неподвижна, или двигаться в одном или противоположном направлениях. Луч света с помощью системы зеркал пропускается через два колена этой трубки. На полупрозрачной стеклянной пластине падающий луч и луч, прошедший через движущуюся жидкость смешиваются, и возникает интерференция. При изменении направления движения жидкости происходит сдвиг интерференционной картины, что указывает на изменение разности хода светового луча в трубке, то есть на изменение скорости распространения света. Согласно эмпирической формуле, выведенной Физо, скорость света в движущейся среде V связана со скоростью света в вакууме c простым выражением:

$$V = \frac{c}{n} + U \left(1 - \frac{1}{n^2} \right).$$

Здесь U – скорость движения среды, n – показатель преломления среды.

Эффект Физо может быть использован при построении сенсоров для измерения скорости движения жидкости в системах водоснабжения, а также в промышленных установках, использующих потоки жидкостей.

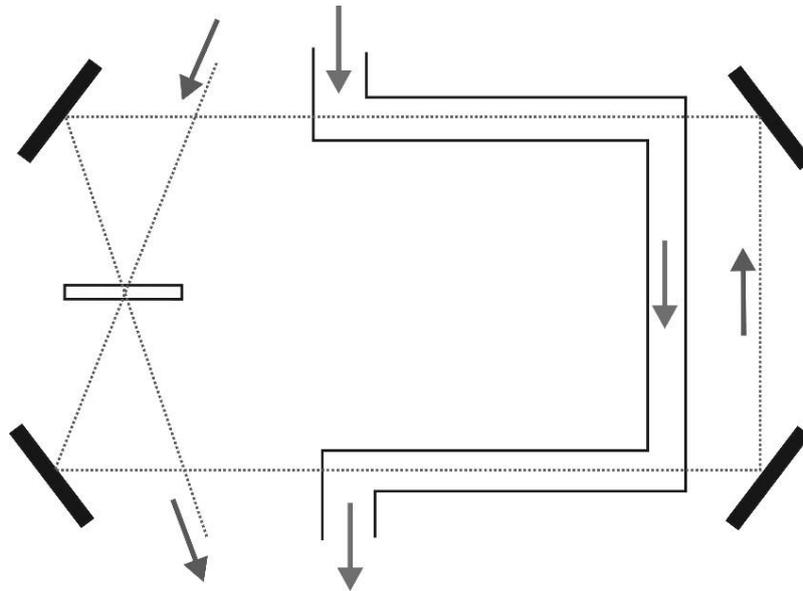


Рисунок 3.2 - Оптическая схема для наблюдения эффекта Физо

Эффект Доплера [3]

Эффект Доплера также связан с изменением характеристик электромагнитной волны при взаимном движении источника волны и приемника. Данный эффект возникает также при отражении волны от движущегося объекта. Однако в этом случае происходит изменение не скорости распространения электромагнитной волны, а ее частоты. Существуют продольный и поперечный эффекты Доплера. Рассмотрим кратко продольный эффект Доплера. Для описания данного эффекта удобно использовать две системы координат: неподвижную систему (XYZ), связанную с приемником электромагнитной волны, и подвижную систему (X'Y'Z'), которая движется со скоростью объекта V .

В каждой из систем отсчета выражения для электромагнитной волны будут различны. Сравнивая эти выражения можно найти закон преобразования частоты электромагнитной волны, который имеет следующий вид:

$$f' = f \sqrt{\frac{1 - \frac{V}{c}}{1 + \frac{V}{c}}}$$

Здесь f' – частота электромагнитной волны после взаимодействия с движущимся объектом, f – частота до взаимодействия. Для малых скоростей данное выражение можно представить в приближенном виде: $f' = f(1 - V/c)$. Сдвиг частоты в этом случае можно представить как $\Delta f = f' - f$. Тогда $\Delta f = -V/c$. Из приведенного выражения следует, что при взаимном удалении источника и приемника электромагнитной волны частота электромагнитной волны уменьшается («красное смещение»), а при сближении источника и приемника – увеличивается («голубое смещение»).

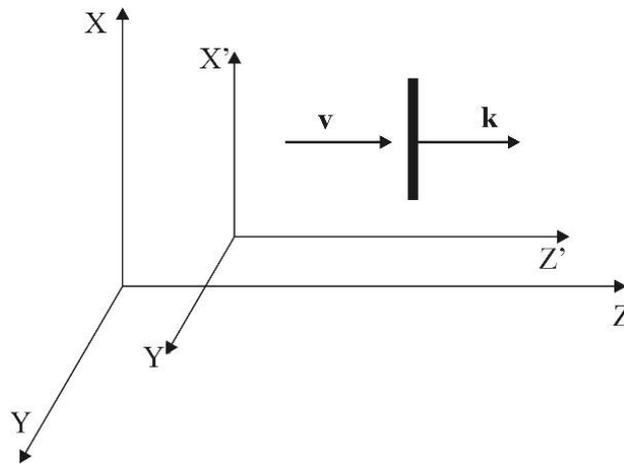


Рисунок 3.3 - Система двух координат для описания продольного эффекта Доплера

Эффект Доплера широко используется для измерения скорости движущихся объектов, например, самолетов, и в астрономии.

Эффект Саньяка [3]

В основе эффекта Саньяка лежат, в основном, те же принципы, что и в эффекте Доплера. Однако для наблюдения данного эффекта используют вращающийся четырехзеркальный интерферометр (рис. 3.4). Интерферометр состоит из трех непрозрачных зеркал и одного полупрозрачного зеркала, источника излучения (лазера) и приемника излучения. Интерферометр установлен на вращающейся платформе. Полупрозрачное зеркало разделяет входной лазерный пучок на два пучка, которые распространяются в интерферометре в противоположных направлениях и снова собираются на этом зеркале, где и происходит интерференция. Схема интерферометра аналогична схеме интерферометра Маха-Цендера.

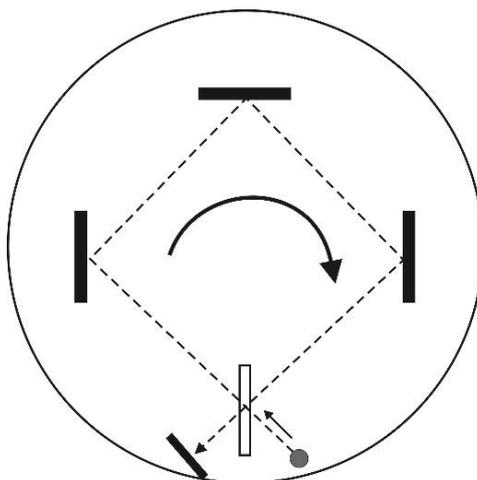


Рисунок 3.4 - Оптическая схема интерферометра для наблюдения эффекта Саньяка

При вращении платформы происходит сдвиг интерференционных полос, причем этот сдвиг пропорционален скорости вращения платформы. В общем случае для объяснения и описания данного эффекта необходимо использовать

общую теорию относительности. Однако эффект Саньяка может быть описан и в упрощенном виде, с рядом допущений. Рассмотрим такой упрощенный вариант описания. Для простоты будем считать, что электромагнитная волна движется в интерферометре по окружности с радиусом R .

В неподвижном интерферометре время обхода интерферометра электромагнитной волной в прямом и обратном направлениях одинаково и равно

$$t_0 = 2\pi \frac{R}{c}.$$

В случае вращения пути электромагнитной волны в направлении вращения и против него будут различны и задаются выражениями

$$L_1 = 2\pi R + \Omega R t_0, L_2 = 2\pi R - \Omega R t_0.$$

Здесь Ω – скорость вращения. В этом случае разность времен обхода для встречных пучков будет равна

$$\Delta t = \frac{4\pi R^2}{c^2} \Omega,$$

Из разности времен обхода можно получить разность длин оптических путей электромагнитных волн, распространяющихся в противоположных направлениях:

$$\Delta L = c\Delta t = \frac{4\pi R^2}{c} \Omega.$$

Наличие разности хода приводит к изменению фазовых соотношений при сложении двух электромагнитных волн и к сдвигу интерференционных полос.

Таким образом, эффект Саньяка может быть использован для измерения скорости вращения и скорости угловых перемещений. В настоящее время для повышения чувствительности измерений используют не изменения фазы, а изменения частоты электромагнитной волны. Такой метод измерения угловых перемещений применяют в лазерных гироскопах на основе лазеров с кольцевым резонатором.

Спектральный сдвиг плазмонного резонанса металлических наночастиц при изменении показателя преломления среды [6, 7]

Плазмонами называют коллективные колебания плазмы свободных электронов в металлах и полупроводниках под действием электромагнитной волны. Плазмоны являются квазичастицами и обладают энергией и импульсом. В зависимости от свойств плазмоны делят на объемные и поверхностные, однако для практических применений представляют интерес только поверхностные плазмоны. В металлических наночастицах на определенных длинах волн возникают плазмонные резонансы, приводящие к сильному поглощению и рассеянию электромагнитной волны. Спектральное положение плазмонных резонансов зависит как от диэлектрической проницаемости и формы наночастицы, так и от показателя преломления окружающей среды. На рис. 3.5 показан спектр оптической плотности стекла с наночастицами серебра. Из рисунка видно, что на спектре появляется полоса поглощения на длине волны 420 нм, соответствующая плазмонному резонансу сферических наночастиц серебра. Данный эффект может быть использован для измерения показателя преломления жидких сред. На примере сферической металлической наночастицы рассмотрим условия возникновения плазмонного резонанса.

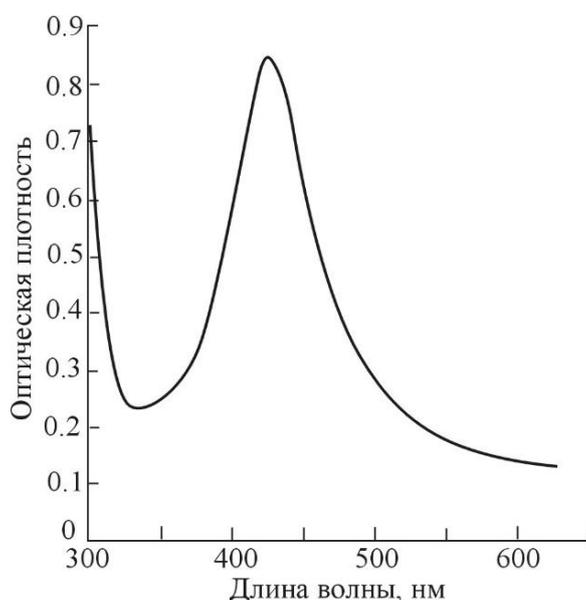


Рисунок 3.5 - Спектр оптической плотности стекла с наночастицами серебра

Для металлических наночастиц размер которых много меньше длины волны может быть использовано дипольное квазистатическое приближение теории Ми. В этом приближении наночастица рассматривается как электрический диполь, находящийся в постоянном электрическом поле. Для возникновения плазмонного резонанса в металлической наночастице необходимо обращение в ноль действительной части знаменателя поляризуемости наночастицы. Поляризуемость сферической наночастицы описывается выражением

$$\delta = 4\pi r^3 \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_h}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_h},$$

где ε_h и ε_p – диэлектрические проницаемости среды и наночастицы соответственно; r – радиус наночастицы; λ – длина волны излучения. Отсюда следует условие возникновения плазмонного резонанса:

$$\text{Re}(\varepsilon_p + 2\varepsilon_h) = 0.$$

Выполнимость данного условия обеспечивается тем, что при частоте электромагнитной волны, меньшей плазменной частоты плазмы свободных электронов, у металлов $\text{Re}(\varepsilon) < 0$. Так как диэлектрические проницаемости металлов и окружающей среды зависят от длины волны, то для конкретных металлов и среды на конкретной длине волны выполняется данное условие. В условие плазмонного резонанса входит диэлектрическая проницаемость среды, окружающей наночастицу. Изменение этой диэлектрической проницаемости, а значит, и показателя преломления будет приводить к спектральному сдвигу плазмонного резонанса. Следовательно, данный эффект может быть использован для измерения показателя преломления сред. Анализ показывает, что увеличение показателя преломления окружающей среды приводит к длинноволновому спектральному сдвигу плазмонного резонанса (рис. 3.6).

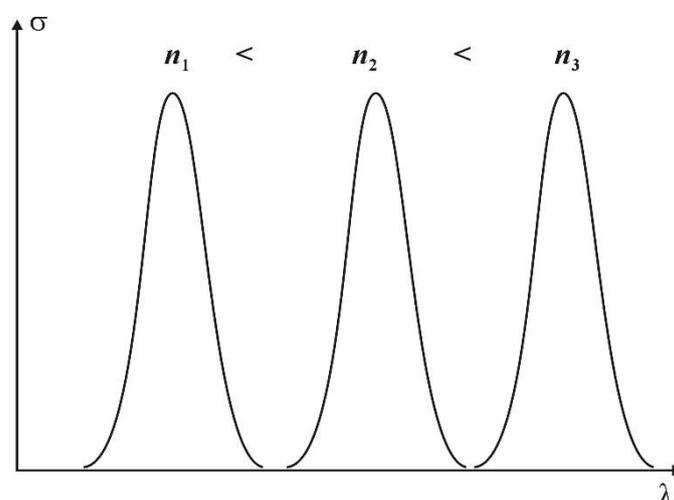


Рисунок 3.6 - Спектральный сдвиг плазмонного резонанса металлической наночастицы при изменении показателя преломления окружающей среды. σ – сечение поглощения наночастицы

Вблизи плазмонного резонанса происходит локальное усиление амплитуды поля электромагнитной волны. Это дает возможность усилить люминесценцию находящихся рядом молекул и усилить рамановское рассеяние. Данный эффект находит применение в химических и биосенсорах на основе люминесценции и рамановского рассеяния.

Резонансными свойствами обладают не только металлические наночастицы, но и металлические наноструктуры: наноантенны, концентраторы поля, матрицы наноотверстий в металлических пленках и т.д. В них также происходит усиление амплитуды поля электромагнитной волны. Подобные резонансные наноструктуры применяют в химических и биосенсорах.

Спектральный сдвиг резонансов в интегрально-оптических резонаторах и волоконных фильтрах [1]

Спектры оптических резонаторов, интерферометров и других резонансных устройств весьма чувствительны к внешним воздействиям, таким как температура, давление, изменение показателя преломления окружающей среды и др. Поэтому устройства фотоники, обладающие резонансными свойствами, широко используются в сенсорной фотонике. В оптике и фотонике применяется большое количество различных типов резонансных устройств. Здесь мы кратко рассмотрим свойства некоторых типов таких устройств, которые совместимы с интегрально-оптическими и волоконно-оптическими устройствами. К ним можно отнести:

- интерферометр Фабри-Перо;
- интерферометр Маха-Цендера;
- кольцевой волноводный резонатор;
- резонатор на модах шепчущей галереи;
- петлевой и узловой резонаторы;
- брэгговскую и длиннопериодную волоконные решетки.

Интерферометр Фабри-Перо представляет собой два и более (три или четыре) полупрозрачных зеркала. Данный интерферометр является многопроходным, т.е. в нем происходит многолучевая интерференция. Зеркала могут быть плоскими или сферическими и располагаться параллельно или под углом. Наиболее часто используют двухзеркальный интерферометр Фабри-Перо с плоскими зеркалами, расположенными параллельно друг другу (рис. 3.7, а).

При сложении фаз интерферирующих лучей на спектре пропускания интерферометра появляются максимумы (рис. 3.7, б). Спектральное положение максимумов зависит от расстояния между зеркалами и показателя преломления среды между ними. Поэтому интерферометр Фабри-Перо может быть использован для измерения целого ряда физических величин: температуры, давления, вибраций, показателя преломления среды, механических перемещений и др.

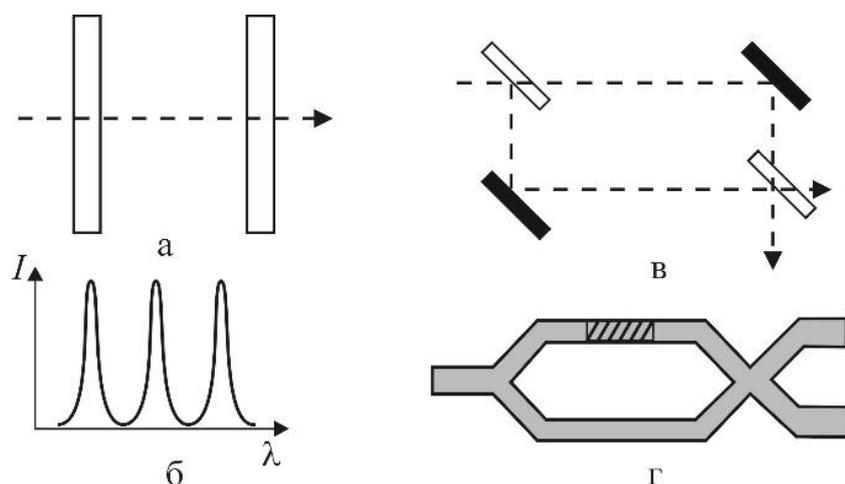


Рисунок 3.7 - а – схема двухзеркального интерферометра Фабри-Перо; б – спектральная зависимость пропускания интерферометров Фабри-Перо и Маха-Цендера; в – схема интерферометра Маха-Цендера; г – схема волоконного интерферометра Маха-Цендера

Интерферометр Маха-Цендера состоит из четырех зеркал: двух со 100% отражением и двух полупрозрачных (рис. 3.7, в). Первое полупрозрачное зеркало делит входной пучок на два, проходящие по разным плечам интерферометра. Затем они сходятся на выходном полупрозрачном зеркале, где и происходит интерференция. Спектральные характеристики интерферометра Маха-Цендера аналогичны показанным на рис. 3.7, б. При изменении оптического пути в одном из плеч интерферометра (например, из-за изменения показателя преломления среды) интерференционные полосы смещаются по спектру. В сенсорике наиболее часто используют волноводные или волоконные интерферометры Маха-Цендера (рис. 3.7, г). Применение интерферометра Маха-Цендера в сенсорике аналогично применению интерферометра Фабри-Перо.

Кольцевой волноводный резонатор представляет собой оптический волновод, свернутый в кольцо (рис. 3.8, а). Ввод и вывод оптических сигналов в кольцевой резонатор производится с помощью волноводов с электромагнитной связью. Кольцевой резонатор можно представить в виде интерферометра Фабри-Перо, который свернули в кольцо и убрали зеркала, поэтому он имеет аналогичный принцип работы. Однако вместо световых лучей в нем интерферируют волноводные моды. Диаметр кольцевого резонатора обычно составляет десятки-сотни микрометров. Кольцевые резонаторы, как правило, изготавливают в интегрально-оптическом исполнении и используют для измерения показателя преломления среды.

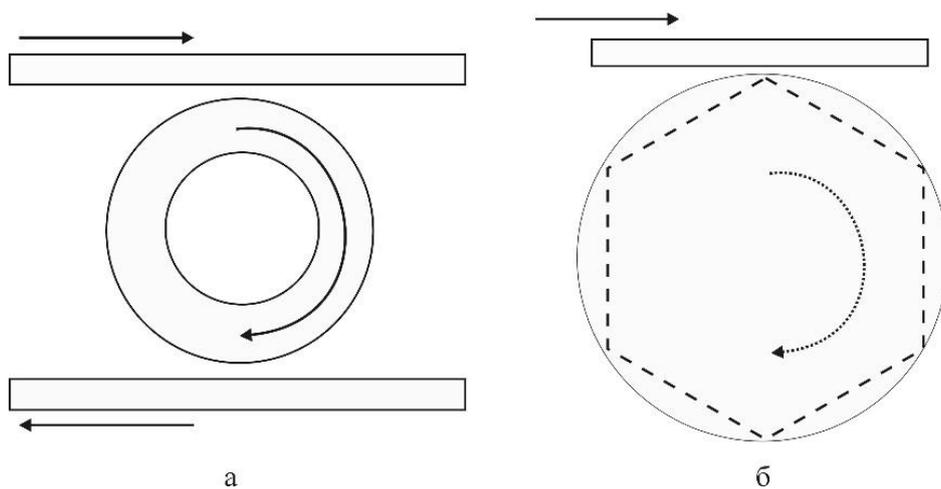


Рисунок 3.8 - а – кольцевой волноводный резонатор; б – резонатор на модах шепчущей галереи

Резонатор на модах шепчущей галереи во многом подобен кольцевому резонатору. Однако в нем волноводная мода движется по кругу в результате полного внутреннего отражения от одной, внешней стенки резонатора (рис. 3.8, б). Отсюда и его название. Такие резонаторы представляют собой диэлектрический (например, стеклянный) шар, диск или цилиндр. Диаметр такого резонатора, как правило, не превышает десятков микрометров. Ввод и вывод оптического сигнала в резонатор производится с помощью связанных волноводов. Особенностью резонаторов на модах шепчущей галереи является их чрезвычайно высокая добротность – она может достигать 10^{10} . Поэтому они обладают чрезвычайно узкими резонансными линиями и очень высокой чувствительностью к внешним воздействиям. Резонаторы на модах шепчущей галереи используют для измерения температуры, давления и показателя преломления среды.

Петлевой и узловой резонаторы являются волоконными аналогами кольцевого резонатора. Их достоинством является идеальное сочетание с другими элементами волоконной оптики. Петлевой резонатор представляет собой петлю оптического волокна без оболочки (рис. 3.9, а).

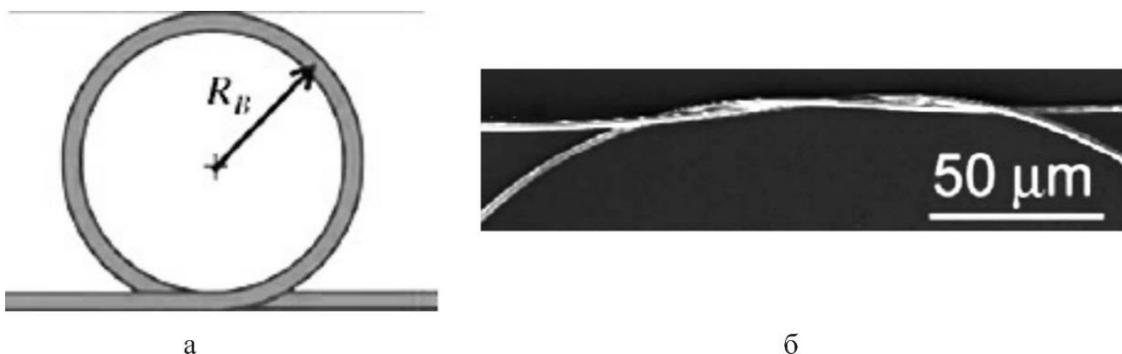


Рисунок 3.9 - а – петлевой резонатор; б – микрофотография узла узлового резонатора

В месте, где волокно пересекается с собой, возникает электромагнитная связь. Благодаря этому замыкается кольцо резонатора, а также обеспечивается

ввод и вывод оптических сигналов в резонатор. В петлевом резонаторе может быть одна или несколько петель. В узловом резонаторе электромагнитная связь обеспечивается благодаря тому, что в месте пересечения волокно завязывается в узел (рис. 3.9, б). Благодаря этому обеспечивается механическая устойчивость резонатора. К достоинствам петлевого и узлового резонатора можно отнести их механическую гибкость. Это позволяет их перестраивать, изменяя диаметр петли или изменяя ее форму, например, изменяя окружность до эллипса.

Петлевые и узловые резонаторы используют в датчиках температуры, давления, механических перемещений, вибраций и показателя преломления среды.

Брэгговские и длиннопериодные волоконные решетки представляют собой волокна, у которых в продольном направлении имеется модуляция показателя преломления. Одним из вариантов таких волоконных решеток являются гофрированные волноводы. В этом случае происходит модуляция эффективного показателя преломления. У брэгговских решеток период модуляции равен или кратен $\lambda/4$. У длиннопериодных решеток период значительно превышает длину волны и может достигать 200 мкм. Оптические свойства брэгговских волоконных решеток аналогичны свойствам многослойных брэгговских зеркал – они имеют высокий коэффициент отражения резонансно, в узком спектральном интервале (рис. 3.10), и могут использоваться как оптические фильтры.

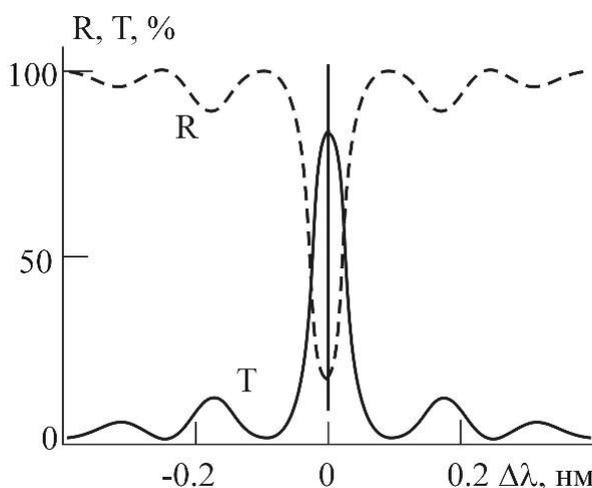


Рисунок 3.10 - Спектральные зависимости коэффициентов отражения (R) и пропускания (T) брэгговской волоконной решетки вблизи резонанса

Резонансная длина волны брэгговской волоконной решетки λ_0 , соответствующая максимальному коэффициенту отражения, определяется выражением

$$\lambda_0 = 2n_{\text{эфф}}\Lambda,$$

где $n_{\text{эфф}}$ – эффективный показатель преломления, Λ – период брэгговской волоконной решетки.

Аналогичными оптическими свойствами обладают и длиннопериодные решетки. Однако резонансы в них проявляются менее интенсивно. В то же время они проще в изготовлении и дешевле.

Спектральное положение резонансов брэгговских и длиннопериодных волоконных решеток чувствительно к внешним воздействиям: температуре, давлению, механическим деформациям. Поэтому они могут быть использованы для измерения величин указанных воздействий. Так как в оптических волокнах при каналировании волноводных мод часть электромагнитной энергии переносится вне волновода, то спектральное положение резонансов брэгговских и длиннопериодных волоконных решеток чувствительно и к показателю преломления окружающей среды. Следовательно, они могут использоваться для измерения показателя преломления сред. Достоинством волоконных решеток является их хорошая сочетаемость с волоконной оптикой.

Люминесценция молекулярных кластеров и наночастиц в присутствии химических примесей [8]

Многие типы молекулярных кластеров обладают интенсивной люминесценцией в видимой области спектра. Выше было показано, что интенсивность люминесценции таких нанообъектов зависит от температуры, что позволяет использовать их в датчиках температуры. В то же время на люминесценцию молекулярных кластеров оказывают влияние и некоторые примеси, присутствующие в растворе, содержащем молекулярные кластеры. Некоторые из них приводят к уменьшению или полному тушению люминесценции молекулярных кластеров. Это позволяет избирательно обнаруживать присутствие в растворах малых количеств вредных и токсичных веществ. Механизмы тушения люминесценции молекулярных кластеров примесными атомами или молекулами могут быть различны. Во-первых, примесный атом может разрушать молекулярный кластер в результате химической реакции. Во-вторых, примесный атом или молекула может присоединяться к молекулярному кластеру, образуя комплекс и изменяя оптические (в том числе, люминесцентные) свойства молекулярного кластера. Между молекулярным кластером и примесной молекулой может происходить безызлучательный перенос энергии, в результате чего молекулярный кластер будет переходить из возбужденного в основное состояние без излучения кванта света. Избирательность данных процессов позволяет детектировать присутствие в растворах таких вредных примесей, как ионы ртути, меди, свинца, циан-радикалы и т.д. При этом другие примеси не будут оказывать влияния на интенсивность люминесценции молекулярных кластеров.

Ряд полупроводниковых и металлических наночастиц также обладает люминесценцией в видимой области спектра. Как и в случае молекулярных кластеров химическое окружения наночастицы может оказывать влияние на ее люминесцентные свойства. При этом основным механизмом тушения люминесценции, как правило, является безызлучательный перенос энергии от

наночастицы к примесной молекуле или атому. Данный эффект также позволяет обнаруживать в растворах малые количества вредных примесей.

При исследовании биологических объектов с помощью люминесцентных молекулярных кластеров и наночастиц к ним прививают специальные органические молекулы (конъюгаты), которые, в свою очередь, могут присоединяться к конкретным участкам клеток или биомолекул. Это позволяет визуализировать конкретные участки клеток, выявлять в них нарушения, а также исследовать в реальном времени внутриклеточные процессы.

4 Примеры волоконно - оптических датчиков

4.1 Датчики электрических и магнитных полей и силы электрического тока

Для измерения напряженности электрического поля в волоконных датчиках могут быть использованы электрооптические эффекты, электрострикция и пьезоэлектрические эффекты. Датчики электрического поля могут быть рассчитаны на измерение постоянных, переменных и импульсных электрических полей. Рассмотрим датчик переменного электрического поля, предназначенного для измерения напряженности переменного поля в высоковольтном электрогенераторе [9]. Чувствительным элементом датчика является брэгговская волоконная решетка, изготовленная из кварцевого стекла. Источником излучения служит полупроводниковый лазер, длина волны которого находится вблизи резонанса брэгговской решетки. Излучение лазера через Y-разветвитель подается на передающее волокно и далее на брэгговскую волоконную решетку. Отраженное от нее излучение по волокну и через Y-разветвитель поступает на фотоприемник.

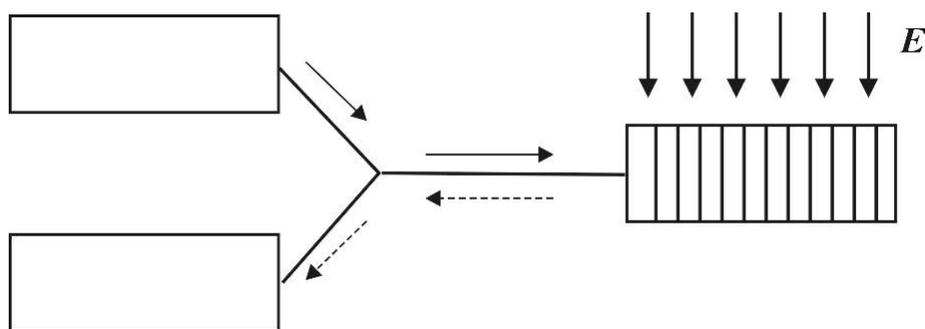


Рисунок 4.1 - Схема датчика электрического поля с брэгговской волоконной решеткой

В датчике используется электрострикционный эффект в кварцевом стекле. При подаче на волоконную решетку переменного электрического поля в ней происходит изменение эффективного показателя преломления, что сопровождается спектральным сдвигом резонансной длины волны. При этом изменяется выходной оптический сигнал датчика, что и регистрируется фотоприемником. Датчик данного типа позволяет измерять напряженность электрического поля до $2 \cdot 10^3$ кВ/м.

Эффект Фарадея может быть использован для измерения силы электрического тока. Схема такого датчика показана на рис. 4.2. Волокно из магнитооптического стекла, намотанное на катушку, окружает проводник с током. Излучение подается в волокно от лазерного диода и регистрируется с выхода датчика фотодиодом. На входе и выходе волокна расположены скрещенные поляризаторы.

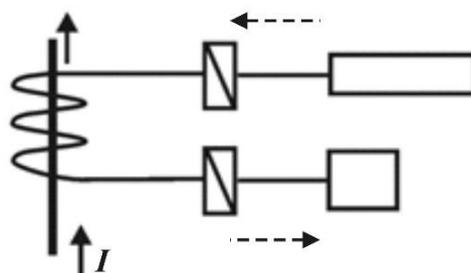


Рисунок 4.2 - Схема волоконного датчика для измерения силы электрического тока на основе эффекта Фарадея

Магнитное поле электрического тока, протекающего через проводник, приводит к повороту плоскости поляризации волноводной моды в магнитооптическом волокне. В результате этого происходит изменение мощности излучения, прошедшего через выходной поляризатор датчика. Датчик на основе эффекта Фарадея дает возможность измерять очень большие токи – до десятков килоампер. Рабочий диапазон частот датчика может достигать 5 МГц. Достоинством датчика является высокая степень электрической изоляции чувствительного элемента датчика от проводника с током. Это позволяет использовать датчик на основе эффекта Фарадея для измерения токов в установках высокого напряжения.

Волоконный датчик аналогичной конструкции может быть использован и для измерения напряженности магнитного поля. В этом случае, катушка с волокном из магнитооптического стекла помещается в измеряемое магнитное поле. Изменение напряженности магнитного поля будет приводить к изменению поворота плоскости поляризации волноводной моды и изменению амплитуды оптического сигнала на выходе датчика. Для датчика, содержащего катушку с 40 витками волокна из магнитооптического стекла, магнитное поле в 0.3 Тл приводит к повороту поляризации выходного излучения на 1.5° , что может быть надежно зарегистрировано фотоприемником.

Еще один датчик для измерения силы электрического тока основан на термооптическом эффекте.



Рисунок 4.3 - Плечо интерферометра Маха-Цендера для измерения силы электрического тока

Датчик представляет собой волоконный интерферометр Маха-Цендера. Измерительное плечо этого интерферометра показано на рис. 4.3. Оптическое волокно этого плеча покрыто тонким слоем металла. При пропускании через этот слой измеряемого электрического тока слой металла нагревается и тепло передается в волокно. За счет термооптического эффекта происходит изменение показателя преломления волокна и изменение длины оптического пути в этом плече интерферометра. В результате этого на выходе интерферометра происходит рассогласование фаз, и амплитуда выходного сигнала меняется. С помощью подобного датчика можно измерять токи от $5 \cdot 10^{-6}$ А при длине измерительного волокна ~ 1 м.

4.2 Датчики температуры

Датчики температуры на основе излучения нагретого тела

Известно, что нагретое тело является источником теплового излучения. Измерение характеристик этого излучения позволяет определить температуру тела. Рассмотрим два типа датчиков температуры, основанных на данном принципе.

В первом случае измеряется мощность теплового излучения нагретого участка оптического волокна. Датчик состоит из отрезка волокна, один конец которого помещен в область измерения температуры, а другой подключен к фотоприемному устройству и находится при комнатной температуре (рис. 4.3). Для измерения температуры используется собственное тепловое излучение, которое возникает в нагретой части волокна, захватывается волокном, и преобразуется в волноводные моды. Излучаемая поверхностью тела тепловая мощность P определяется выражением

$$P = \varepsilon c (T_1^4 - T_2^4) S,$$

здесь ε – степень черноты поверхности тела; c – коэффициент лучеиспускания абсолютно черного тела; T_1 и T_2 – соответственно температура нагретой поверхности и температура окружающего пространства.



Рисунок 4.4 - Схема волоконно-оптического датчика для измерения температуры на основе генерации теплового излучения в волокне

Во втором случае используется аналогичная оптическая схема датчика (см. рис. 4.4), однако вместо фотоприемника используют волоконный

спектрометр, регистрирующий спектр теплового излучения. Длина волны $\lambda_{\text{макс}}$ в спектре излучения абсолютно черного тела, соответствующая наибольшей спектральной плотности излучения, согласно закону смещения Вина, определяется выражением

$$\lambda_{\text{макс}} = C_B/T, (C_B = 2.896 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}).$$

Таким образом, для измерения температуры с помощью подобных датчиков можно использовать либо регистрацию изменения полной мощности теплового излучения нагретого конца волокна, либо измерять сдвиг длины волны, соответствующей спектральному максимуму мощности теплового излучения. Рассмотренный тип волоконных датчиков температуры позволяет проводить измерения от криогенных температур (100 К) до очень высоких температур (1000 – 1200°С). В последнем случае используется волокно из кварцевого стекла со специальными добавками.

Датчики температуры на основе спектрального сдвига резонанса при температурном изменении показателя преломления

На рис. 4.5 показана схема волоконно-оптического датчика для измерения температуры. Датчик состоит из интерферометра Маха-Цендера, образованного двумя оптическими волокнами 3, 4 и двумя волоконными Y-разветвителями 2. Излучение подается в интерферометр из полупроводникового лазера 1 и регистрируется на выходе интерферометра фотоприемником 6. Волокно 4, обладающее термооптическими свойствами, помещается в область измерения температуры 5. Изменение температуры в этой области приводит к изменению показателя преломления волокна 4 и к рассогласованию фаз в плечах интерферометра на его выходе. В результате амплитуда оптического сигнала на выходе интерферометра изменяется. Чувствительность такого датчика температуры определяется температурным коэффициентом показателя преломления (dn/dT) стекла и длиной измерительного волокна. Точность измерения температуры может достигать 0.01 К.

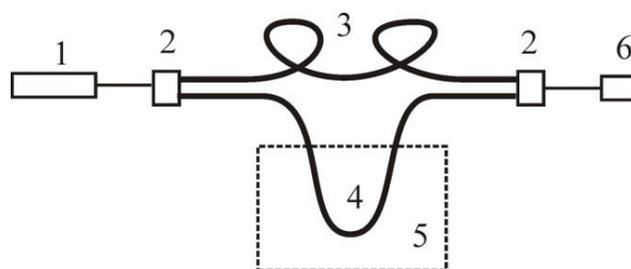


Рисунок 4.5 - Волоконно-оптический датчик для измерения температуры на основе интерферометра Маха-Цендера

Датчик температуры, описанный ниже, также представляет собой волоконный интерферометр Маха-Цендера. Однако его конструкция принципиально иная (см. рис. 4.6, а) [10].

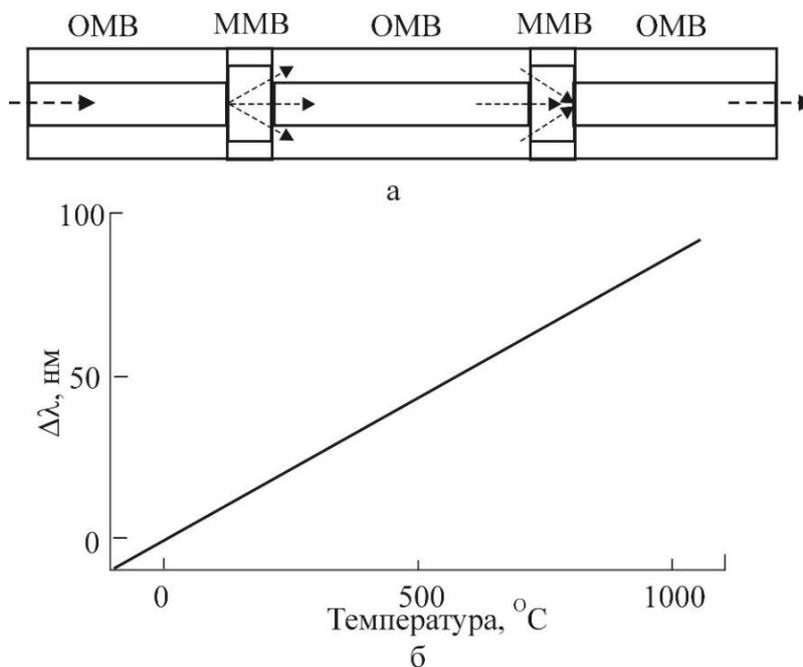


Рисунок 4.6 - а – конструкция волоконного датчика температуры; б – температурная зависимость спектрального сдвига резонанса датчика температуры

Для ввода и вывода оптического сигнала в чувствительный элемент датчика использованы одномодовые волокна (ОМВ) с оболочкой. Чувствительный элемент датчика расположен посередине и также представляет собой одномодовое волокно с оболочкой. С двух сторон его окружают короткие отрезки многомодовых волокон (ММВ), которые играют роль Y-разветвителя и Y-соединителя. С помощью первого ММВ оптический сигнал из входного волокна распределяется в сердечник и оболочку чувствительного элемента. Таким образом формируются два пути распространения оптического сигнала – по сердечнику и оболочке. С помощью второго ММВ оптические сигналы из сердечника и оболочки чувствительного элемента собираются в выходное волокно, на начальном участке которого происходит их интерференция. Сердечник и оболочка чувствительного элемента изготовлены из разных стекол, имеющих разные температурные коэффициенты показателя преломления. Поэтому при изменении температуры показатель преломления в них изменяется по-разному, что приводит к изменению условий интерференции и сдвигу резонансной длины волны. Зависимость резонансной длины волны от температуры показана на рис. 4.6, б. Как видно из рисунка зависимость линейна в широком интервале температур. Температурная чувствительность данного датчика составляет $0.09 \text{ нм}/^\circ\text{С}$.

В датчиках температуры в качестве чувствительного элемента часто используют брэгговские или длиннопериодные волоконные решетки. Принцип действия таких чувствительных элементов основан на том, что при изменении

показателя преломления «штрихов» или интервалов между ними происходит спектральный сдвиг резонанса решетки. Изменение показателя преломления как раз может быть вызвано изменением температуры окружающей среды. Следует отметить, что волоконные решетки чувствительны не только к температуре, но и к механическим напряжениям. Это позволяет использовать в датчиках механических напряжений и вибраций. В то же время в датчиках температуры необходимо исключить фактор влияния механических напряжений. Для этого применяют специальные конструкторские решения. Пример такого решения показан на вставке в рис. 4.7 [11].

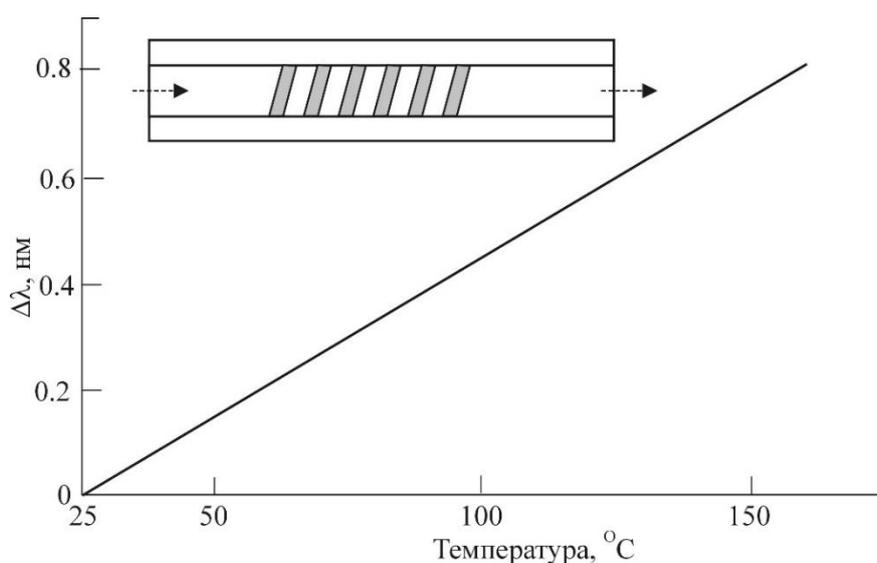


Рисунок 4.7 - Температурная зависимость спектрального сдвига резонанса датчика температуры. На вставке – конструкция брэгговской волоконной решетки

Чувствительный элемент датчика представляет собой стеклянное волокно с оболочкой, в сердцевине которого УФ излучением записана брэгговская решетка с наклонными «штрихами». Длина решетки равна 5 мм. Угол наклона штрихов равен 1.5° . Благодаря такой конструкции решетки в ней удастся возбуждать резонансы как в сердечнике, так и в оболочке волокна. При этом температурные зависимости резонансов сердечника и оболочки волокна различны, а зависимости резонансов от механических напряжений одинаковы. Это позволяет выделить из спектрального сдвига резонанса ту составляющую, которая отвечает за изменение температуры. Из рис. 4.7 видно, что температурная зависимость спектрального сдвига резонанса линейна в интервале температур $25 \dots 160^\circ\text{C}$.

Датчики температуры на основе сдвига края полосы поглощения полупроводников

Оптические свойства полупроводников весьма чувствительны к изменению температуры. При этом с температурой может изменяться как показатель преломления полупроводника, так и его коэффициент поглощения.

Это делает полупроводники перспективными в качестве чувствительных элементов в датчиках температуры, в том числе волоконных. Пример такого волоконного датчика температуры показан на рис. 4.8.

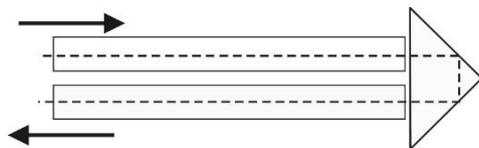


Рисунок 4.8 - Оптическая схема волоконного датчика температуры с микропризмой из арсенида галлия

В качестве чувствительного элемента в датчике использована микропризма из арсенида галлия (GaAs). Фундаментальная полоса поглощения арсенида галлия лежит вблизи 900 нм. Поэтому в качестве оптического сигнала в датчике выбрано излучение с длиной волны 900 нм. Оптический сигнал подается на микропризму по одному волокну и за счет полного внутреннего отражения в ней переходит во второе волокно. При увеличении температуры происходит длинноволновый спектральный сдвиг фундаментальной полосы поглощения арсенида галлия. Температурный сдвиг края фундаментальной полосы поглощения составляет $d\lambda/dT = 0.5$ нм/К. При этом происходит увеличение поглощения в микропризме, что сопровождается уменьшением выходного оптического сигнала. Чувствительность такого датчика составляет 0.1°C .

Люминесцентные датчики температуры [12 - 16]

Температурная зависимость люминесценции различных люминофоров представляет большой практический интерес с точки зрения использования в датчиках температуры. В качестве измеряемого параметра в таких датчиках может быть использовано изменение амплитуды полосы люминесценции, ее спектральный сдвиг или изменение времени затухания люминесценции после импульсного возбуждения. На рис. 4.9 показана типичная конструкция люминесцентного датчика температуры.

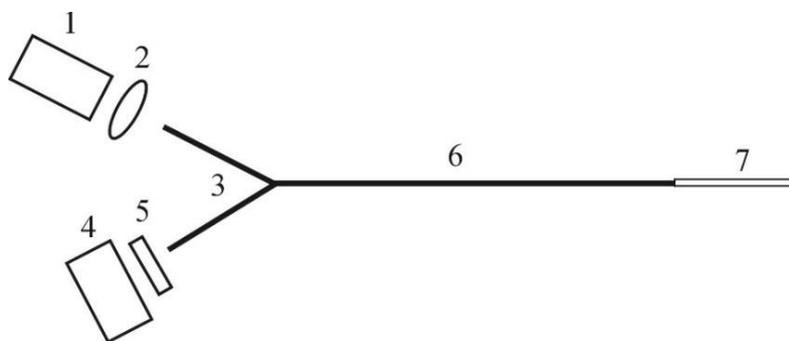


Рисунок 4.9 - Конструкция волоконного датчика температуры. 1 – источник возбуждающего излучения, 2 – линза, 3 – волоконный разветвитель, 4 – фотоприемник, 5 – фильтр, 6 – передающее волокно, 7 – чувствительный элемент датчика (волокно из люминесцентного стекла)

Датчик состоит из источника возбуждающего излучения 1, представляющего собой светодиод или полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 365 нм или 405 нм; линзы 2, фокусирующей излучение светодиода на первый вход волоконного Y-разветвителя 3; фотоприемника 4, представляющего собой кремниевый фотодиод или спектрометр; оптического фильтра 5, прозрачного для излучения люминесценции и отсекающего паразитное возбуждающее излучение; стандартного передающего волокна из кварцевого стекла 6; чувствительного элемента 7, представляющего собой волокно, изготовленное из стекла с люминесцентными добавками.

В качестве чувствительных элементов в люминесцентных датчиках температуры могут быть использованы стекла и стеклокерамики с молекулярными кластерами металлов и полупроводников, металлическими или полупроводниковыми наночастицами, ионами редкоземельных и переходных металлов. Рассмотрим такие оптические материалы на нескольких примерах.

Известно, что субнаноразмерные нейтральные молекулярные кластеры серебра (Ag_n) в стеклах обладают интенсивной люминесценцией в видимой области спектра [8, 12]. При нагреве таких стекол происходит температурное тушение люминесценции. При последующем охлаждении интенсивность люминесценции восстанавливается. На рис. 4.10 показаны спектры люминесценции при различных температурах образца силикатного стекла с нейтральными молекулярными кластерами серебра.

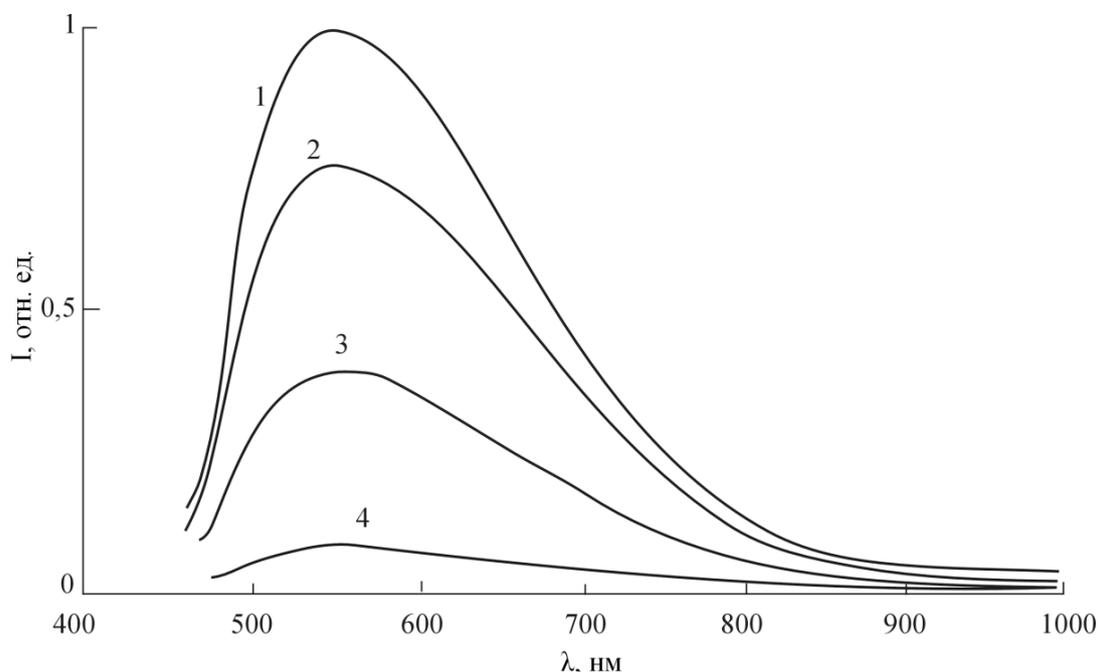


Рисунок 4.10 - Спектральные зависимости нормированной интенсивности люминесценции силикатного стекла с нейтральными молекулярными кластерами серебра, измеренные при температуре $t = 25^\circ\text{C}$ (1), 50°C (2), 100°C (3) и 200°C (4). Длина волны возбуждения люминесценции равна 405 нм

Из рис. 4.10 видно, что при увеличении температуры происходит уменьшение интенсивности люминесценции. Форма полосы люминесценции и ее спектральное положение при этом изменяются незначительно.

Крутизна температурной зависимости интенсивности люминесценции уменьшается с ростом температуры (рис. 4.11, кривая 1). При изменении температуры от 25 до 200°C интенсивность люминесценции в максимуме уменьшается в 10 раз. Такая сильная температурная зависимость люминесценции силикатных стекол с молекулярными кластерами серебра делает их перспективными для использования в качестве чувствительных элементов в люминесцентных волоконных датчиках температуры.

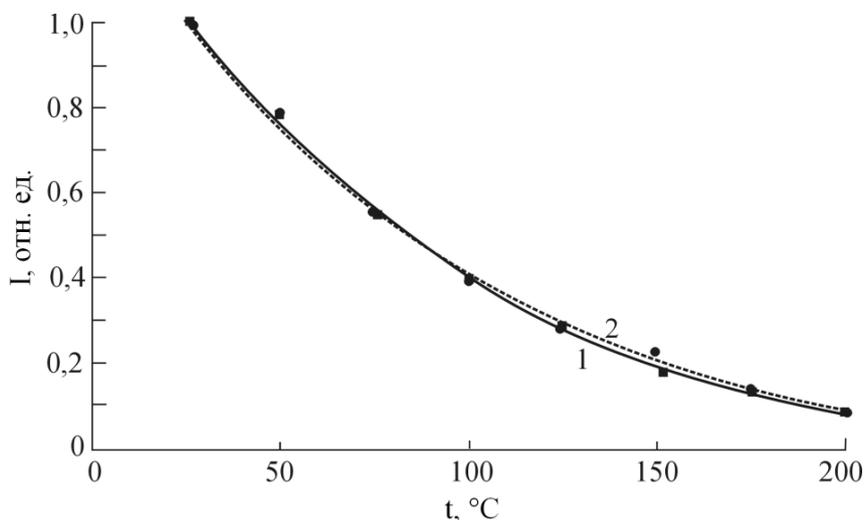


Рисунок 4.11 - Температурные зависимости нормированной интенсивности люминесценции I для образца стекла с молекулярными кластерами серебра, подвергнутого УФ облучению и термообработке (кривая 1) и волокна из аналогичного стекла с введением серебра методом ионного обмена (кривая 2). Длина волны возбуждения люминесценции равна 405 нм

На рис. 4.11, кривая 2 показана температурная зависимость нормированной интенсивности люминесценции для волокна с серебром, введенным методом ионного обмена. Из сравнения кривых 1 и 2 на рис. 4.11 видно, что в пределах погрешности эти кривые совпадают.

Интенсивной люминесценцией в видимой области спектра обладают и стекла с молекулярными кластерами полупроводниковых соединений, таких как CdS, CdSe, PbS, PbSe и др. На рис. 4.12 показано влияние температуры на спектры люминесценции и ее интенсивность для образца фторфосфатного стекла с МК $(PbSe)_n$. Из рисунка видно, что увеличение температуры образца от 20 до 250°C слабо влияет на форму и спектральное положение полосы люминесценции, но приводит к уменьшению ее интенсивности в максимуме в 10 раз (см. вставку в рис. 4.12). При охлаждении образца интенсивность люминесценции восстанавливается. Аналогичные эффекты наблюдаются и во фторфосфатных стеклах с молекулярными кластерами $(PbS)_n$, $(CdSe)_n$ и $(CdS)_n$. Таким образом, фторфосфатные стекла с молекулярными кластерами халькогенидов свинца и кадмия также могут быть использованы в люминесцентных датчиках температуры, основанных на температурном тушении люминесценции.

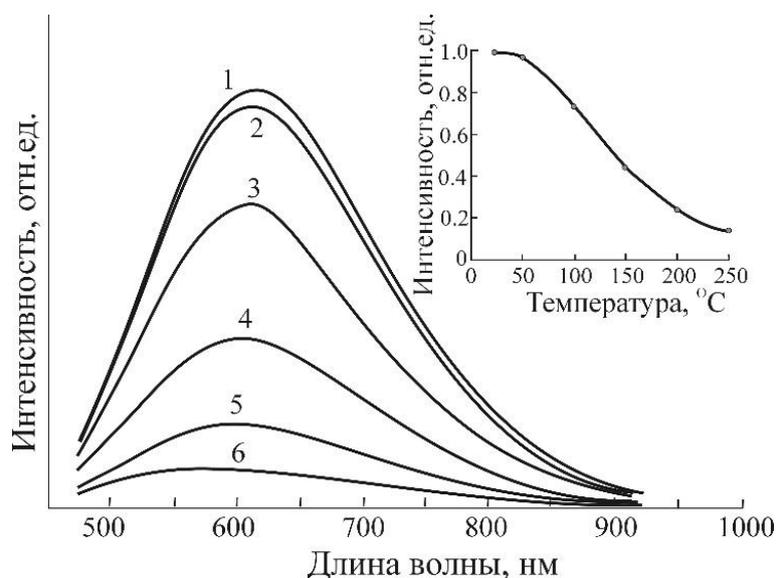


Рисунок 4.12 - Влияние температуры образца фторфосфатного стекла с молекулярными кластерами $(PbSe)_n$ на спектры люминесценции. Температура образца 1 – 20°C, 2 – 50°C, 3 – 100°C, 4 – 150°C, 5 – 200°C, 6 – 250°C; На вставке - зависимость интенсивности люминесценции в максимуме от температуры образца. Длина волны возбуждения люминесценции равна 405 нм

При термообработке выше температуры стеклования оксифторидных стекол с молекулярными кластерами халькогенидов кадмия и свинца происходит увеличение размеров этих кластеров, и, в конечном счете, они превращаются в кристаллические наночастицы размером 1 – 10 нм. Такие наночастицы также обладают люминесценцией. Наночастицы халькогенидов кадмия имеют полосы люминесценции в видимой области спектра, наночастицы халькогенидов свинца – в ближнем ИК диапазоне. На рис. 4.13 показана температурные зависимости интегральной интенсивности люминесценции для волокон из оксифторидного стекла с наночастицами CdS и CdSSe.

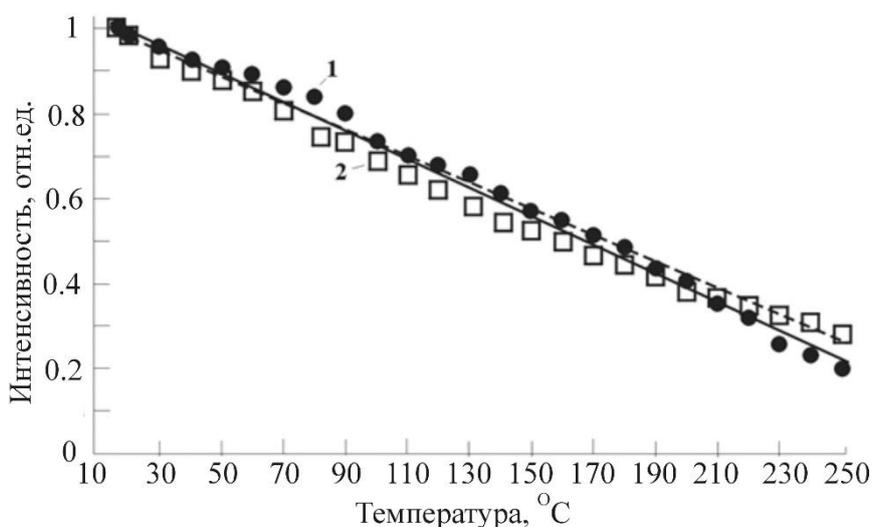


Рисунок 4.13 - Температурные зависимости интегральной интенсивности люминесценции для волокон из оксифторидного стекла с наночастицами CdS (1) и CdSSe (2). Длина волны возбуждения люминесценции равна 405 нм

Из рисунка видно, что в температурном интервале 5...250°C зависимости практически линейны, а интенсивность люминесценции уменьшается в 5 раз. Таким образом, фторфосфатные стекла с наночастицами халькогенидов свинца и кадмия также могут быть использованы в люминесцентных датчиках температуры, основанных на температурном тушении люминесценции.

Стекла, стеклокерамики и кристаллы с ионами редкоземельных и переходных металлов также обладают интенсивной люминесценцией и могут быть использованы в люминесцентных датчиках температуры. Рассмотрим свойства таких материалов на примере кристалла $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ с ионами Eu^{3+} . На рис. 4.14 показаны спектры люминесценции указанного кристалла при температуре 4.5°C и 36°C.

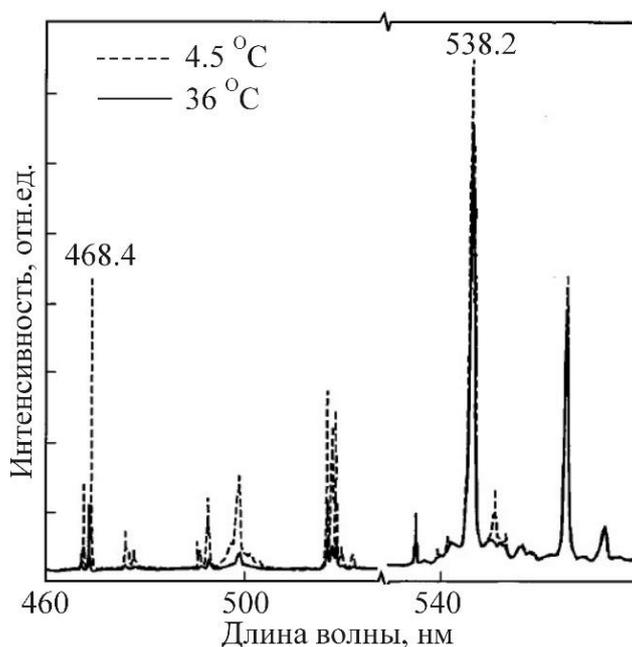


Рисунок 4.14 - Спектры люминесценции кристалла $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ с ионами Eu^{3+} при температуре 4.5°C и 36°C

Из рисунка видно, что спектр люминесценции состоит из ряда узких спектральных полос. Уже небольшое увеличение температуры приводит к заметному уменьшению интенсивности люминесценции в некоторых полосах. В то же время в других полосах интенсивность меняется слабо или остается неизменной. У некоторых полос происходит спектральный сдвиг при изменении температуры.

На рис. 4.15 показаны температурные зависимости интенсивности люминесценции для некоторых полос кристалла $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ с ионами Eu^{3+} .

Из рисунка видно, что характер температурных зависимостей для разных полос различен. Для полосы D_0 до 460°C наблюдается рост интенсивности люминесценции, а затем ее уменьшение. Для полосы ${}^5\text{D}_1$ до 420°C интенсивность уменьшается слабо, затем происходит резкое ее уменьшение. Для полосы ${}^5\text{D}_2$ до 260°C интенсивность практически не меняется. При более высоких температурах происходит ее резкий спад. В полосе ${}^5\text{D}_3$ изменение интенсивности люминесценции происходит при температурах менее 120°C.

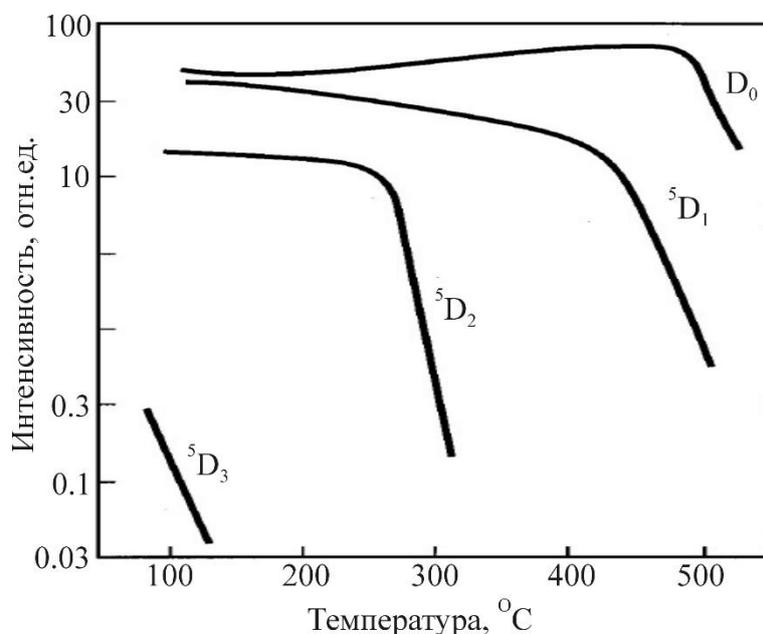


Рисунок 4.15 - Температурная зависимость интенсивности люминесценции кристалла $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$, легированного ионами Eu^{3+} . Обозначения у кривых соответствуют переходам в ионе Eu^{3+} . По оси ординат - шкала логарифмическая

Такие сложные температурные зависимости предполагают использование в датчике температуры в качестве фотоприемника спектрометра либо узкополосного фильтра для выделения одной полосы люминесценции. Это также позволяет выбрать интервал измерения температуры.

Выше было показано, что в кристаллах с ионами редкоземельных металлов изменение температуры может приводить не только к изменению интенсивности люминесценции, но и к спектральному сдвигу полос люминесценции. Подобный эффект, но более ярко выраженный, наблюдается в стеклах с молекулярными кластерами $(\text{Cu}_2\text{O})_n$ и $(\text{CuCl})_n$.

На рис. 4.16 показаны спектры люминесценции калиевоалюмооборатного стекла с молекулярными кластерами в интервале температур от 20 до 300°C для длины волны возбуждения $\lambda_{\text{возб}} = 405$ нм, попадающей в край полосы возбуждения люминесценции калиевоалюмооборатного стекла. Анализ показывает, что для данной длины волны возбуждения вклад в люминесценцию вносят молекулярные кластеры $(\text{Cu}_2\text{O})_n$. Выбор максимальной температуры определяется необходимостью исключения необратимых процессов в стекле, так как при более высоких температурах становятся существенными процессы термической диффузии, которые могут приводить к образованию новых люминесцентных центров и изменению свойств уже существующих. Из рисунка видно, что при увеличении температуры происходит «голубой» спектральный сдвиг полосы люминесценции. Максимум полосы люминесценции при этом смещается с $\lambda = 630$ нм на $\lambda = 530$ нм, а величина спектрального сдвига составляет 100 нм. Амплитуда полосы люминесценции в максимуме при этом изменяется незначительно, и это изменение не превышает погрешности измерений. Цвет люминесценции при изменении температуры в

указанном интервале последовательно изменяется от красно-оранжевого, до оранжевого, желтого, желто-зеленого и зеленого.

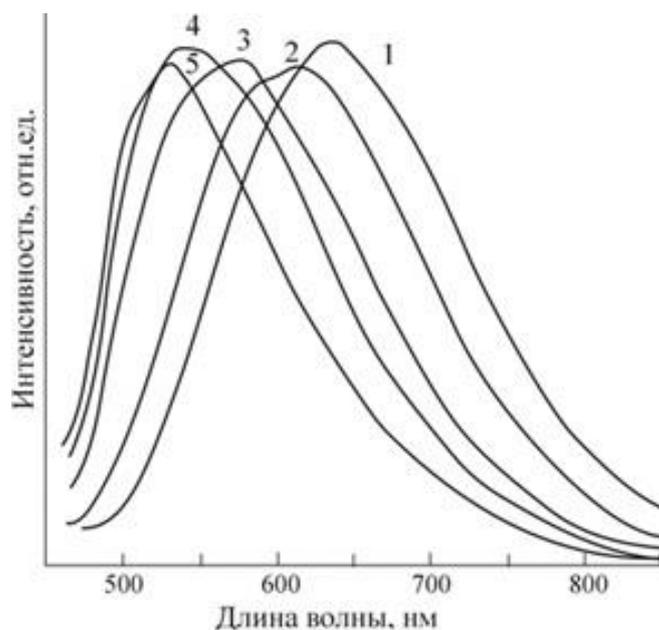


Рисунок 4.16 - Спектры люминесценции образца калиево-алюмо-боратного стекла с ионами меди при разных температурах для длины волны возбуждения 405 нм. 1 – 20°C, 2 – 100, 3 – 200, 4 – 250, 5 – 300

Аналогичные эффекты наблюдаются при изменении температуры от + 20°C до - 196°C, однако спектральный сдвиг полос люминесценции происходит в длинноволновую область.

Спектры люминесценции стекла для интервала температур от + 20 до - 196°C показаны на рис. 4.17.

Из рисунка видно, что при $t = 20^\circ\text{C}$ максимум полосы люминесценции соответствует $\lambda = 580$ нм. Для длины волны возбуждения люминесценции равной 365 нм основной вклад в данную полосу люминесценции вносят молекулярные кластеры $(\text{Cu}_2\text{O})_n$. При уменьшении температуры происходит уширение полосы люминесценции, уменьшение ее амплитуды и длинноволновый спектральный сдвиг. При достижении $t = -196^\circ\text{C}$ амплитуда полосы люминесценции в максимуме уменьшается на 30%. При изменении температуры от + 20 до - 196°C спектральный сдвиг максимума полосы люминесценции составляет 95 нм.

Таким образом, для люминесценции калиево-алюмо-боратного стекла с молекулярными кластерами $(\text{Cu}_2\text{O})_n$ в области низких температур характерны те же закономерности, что и для области повышенных температур. Из представленных результатов следует, что во всем интервале температур - 196...+300°C спектральный сдвиг полосы люминесценции составляет 200 нм, т.е. 0.4 нм/К. Это весьма большая величина, указывающая на то, что данный тип стекол и волокон на их основе может быть использован для точного измерения температуры в широком интервале температур. Очевидно, что в

датчике температуры данного типа в качестве фотоприемника необходимо использовать спектрометр.

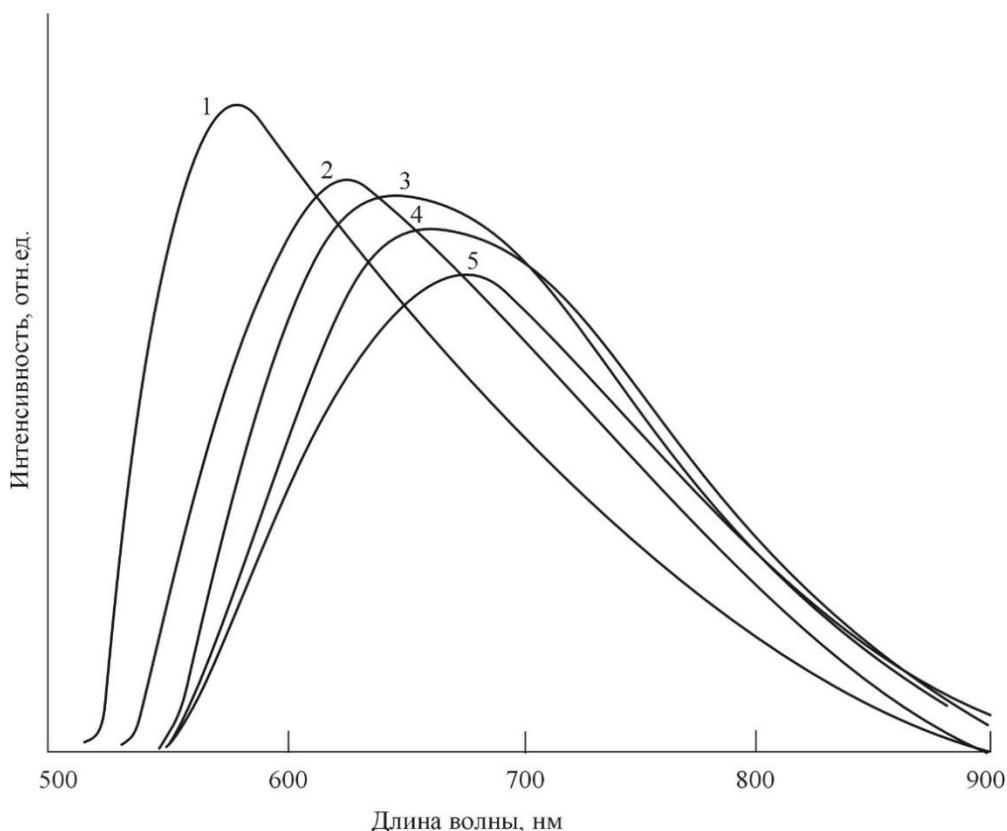


Рисунок 4.17 - Спектры люминесценции калиево-алюмо-боратного стекла с молекулярными кластерами $(\text{CuCl})_n$ и $(\text{Cu}_2\text{O})_n$. 1 – $+20^\circ\text{C}$, 2 – -50°C , 3 – -100°C , 4 – -150°C , 5 – -196°C . Длина волны возбуждения 365 нм

Датчик температуры на основе узлового резонатора [17]

Для измерения температуры могут быть использованы петлевые и узловые волоконные резонаторы (см. рис. 3.9). Основной принцип измерения температуры в таких датчиках основан на спектральном сдвиге резонансной частоты за счет температурного изменения показателя преломления материала волокна. Собственно волоконные резонаторы могут быть изготовлены из стеклянных или полимерных волокон. Диаметр петли в них обычно составляет $150 - 200\text{ мкм}$. Добротность петлевых и узловых резонаторов достигает 10^7 . Это и обеспечивает их высокую чувствительность к изменению температуры. Рассмотрим характеристики таких датчиков температуры на примере датчиков с узловыми резонаторами из стеклянного и полимерного волокна. На рис. 4.18 показаны температурные зависимости спектрального сдвига резонансной длины волны для узловых резонаторов из стекла и полимера. Из рисунка видно, что для резонатора из стеклянного волокна при увеличении температуры резонансная длина волны увеличивается, а для резонатора и полимерного волокна – уменьшается. Это определяется знаком величины dn/dT материала волокна. Резонатор на основе стеклянного волокна может быть использован до $T = 800^\circ\text{C}$. В этом интервале температур его температурная чувствительность

составляет 52 пм/К. Резонатор из полимерного волокна имеет более высокую температурную чувствительность (-266 пм/К), однако его можно использовать при температурах менее 100°C из-за низкой термостойкости полимера.

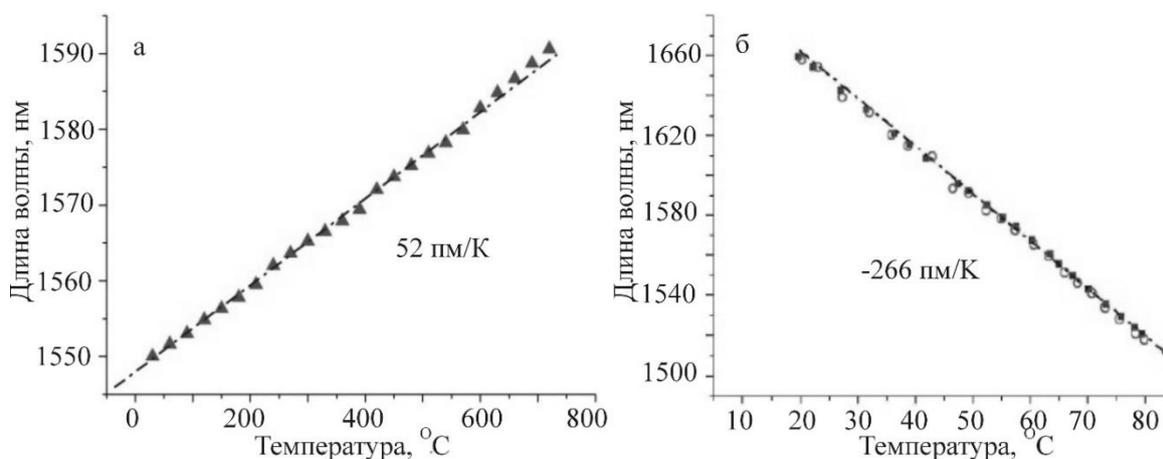


Рисунок 4.18 - Температурные зависимости спектрального сдвига резонансной длины волны для узловых резонаторов из стекла (а) и полимера (б)

Очевидно, что для точного измерения температуры с помощью петлевых и узловых резонаторов в датчике необходимо использовать волоконный спектрометр с высоким спектральным разрешением.

4.3 Датчики показателя преломления окружающей среды

Датчик показателя преломления на основе нарушения полного внутреннего отражения

Существует ряд приборов на основе нарушения полного внутреннего отражения, которые позволяют с высокой точностью измерять показатель преломления жидкостей, например, призмный рефрактометр Аббе. Здесь же мы рассмотрим простейший, с точки зрения конструкции, волоконный датчик показателя преломления на основе нарушения полного внутреннего отражения. Несмотря на простоту конструкции, такой датчик дает возможность с относительно высокой точностью измерять показатель преломления жидкостей. Оптическая схема датчика показана на рис. 4.19. Датчик состоит из оптического волокна без оболочки. Излучение лазера вводится во входной торец волокна и регистрируется фотодиодом на выходе волокна.

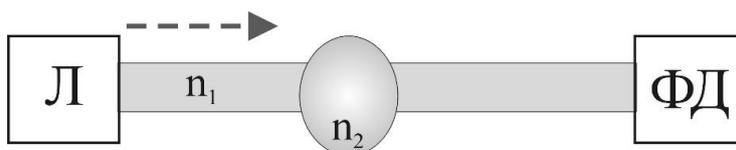


Рисунок 4.19 - Оптическая схема волоконного датчика показателя преломления на основе нарушения полного внутреннего отражения. Л – лазер, ФД – фотодиод

Волокно имеет показатель преломления n_1 . Жидкость с показателем преломления n_2 , который необходимо измерить, помещают на волокно в виде капли, либо, если волокно изогнуто, изогнутую часть волокна погружают в жидкость. Если волокно одномодовое, то при $n_2 < n_1$ изменение показателя преломления жидкости не будет влиять на сигнал фотодиода. Однако при $n_2 = n_1$ сигнал фотодиода резко упадет (рис. 4.20) из-за нарушения полного внутреннего отражения и изменения условий распространения волноводной моды. Очевидно, что в этом случае возможно измерение только одной величины показателя преломления жидкости. Для многомодового волокна увеличение показателя преломления жидкости будет приводить к плавному уменьшению сигнала фотодиода. Это связано с тем, что для каждой моды имеется свое значение показателя преломления окружающей среды, при котором происходит нарушение полного внутреннего отражения. Для мод высших порядков нарушение полного внутреннего отражения будет происходить при меньших величинах n_2 , а для мод высших порядках – при бóльших величинах n_2 . Таким образом, использование в датчике данного типа многомодового волокна дает возможность существенно расширить диапазон измерения показателя преломления.

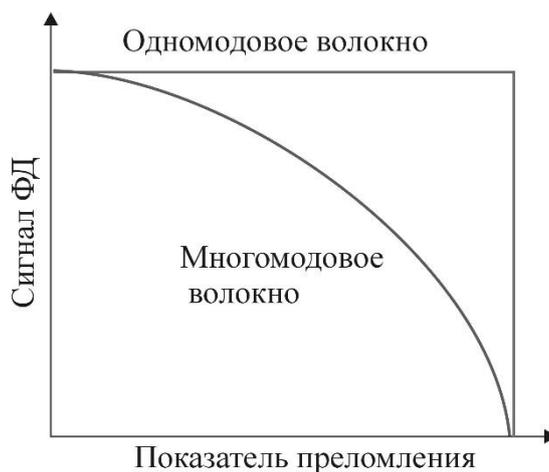


Рисунок 4.20 - Зависимость сигнала фотодиода в волоконном датчике показателя преломления для одномодового и многомодового волокон

Датчик показателя преломления на основе спектрального сдвига резонанса волоконной брэгговской решетки [18]

Резонансная длина волны волоконного брэгговской решетки определяется выражением

$$\lambda_0 = 2n_{\text{эфф}}\Lambda,$$

где $n_{\text{эфф}}$ – эффективный показатель преломления волокна, Λ – период брэгговской волоконной решетки. Эффективный показатель преломления, в свою очередь, зависит от показателей преломления волокна n_0 и окружающей среды (аналита) n_a : $n_{\text{эфф}} = f(n_0, n_a)$. Поэтому изменение показателя преломления

жидкости, в которую погружена волоконная брэгговская решетка, будет приводить к спектральному сдвигу ее резонанса. Зависимость резонансной длины волны стеклянной волоконной брэгговской решетки от показателя преломления аналита показана на рис. 4.21. Из рисунка видно, что при увеличении показателя преломления аналита чувствительность брэгговской решетки резко возрастает. Однако при достижении показателем преломления аналита показателя преломления стекла, из которого сделана брэгговская решетка ($n_0 = n_a$), измерения становятся невозможными из-за нарушения полного внутреннего отражения.

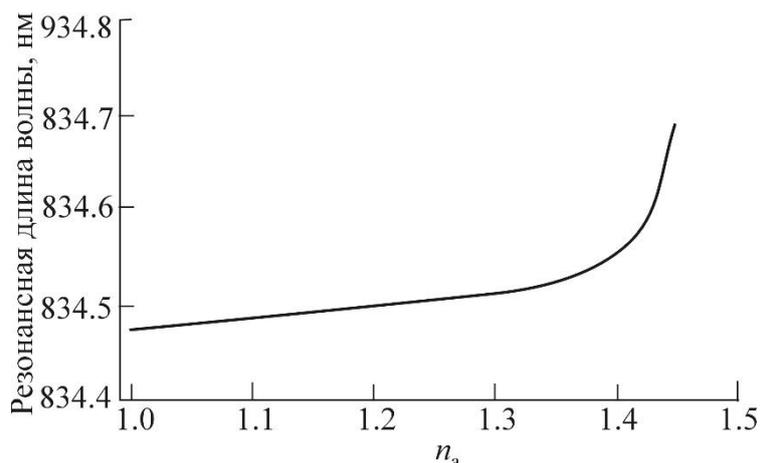


Рисунок 4.21 - Зависимость резонансной длины волны волоконной брэгговской решетки от показателя преломления аналита

Датчик показателя преломления на основе волоконного петлевого резонатора [19]

Резонансная длина волны волоконного петлевого резонатора, как и брэгговской решетки, зависит от эффективного показателя преломления волокна. Эффективный показатель преломления волокна, в свою очередь, является функцией показателя преломления среды. Это позволяет использовать волоконные петлевые резонаторы для измерения показателя преломления жидкостей. На рис. 4.22, а показаны спектры пропускания петлевого резонатора для различных показателей преломления анализируемой жидкости. Из рисунка видно, что при увеличении показателя преломления жидкости происходит длинноволновый спектральный сдвиг резонанса. Зависимость спектрального сдвига резонанса от изменения показателя преломления жидкости практически линейна (рис. 4.22, б). Чувствительность такого резонатора к изменению показателя преломления среды составляет $1.8 \cdot 10^{-5}$.

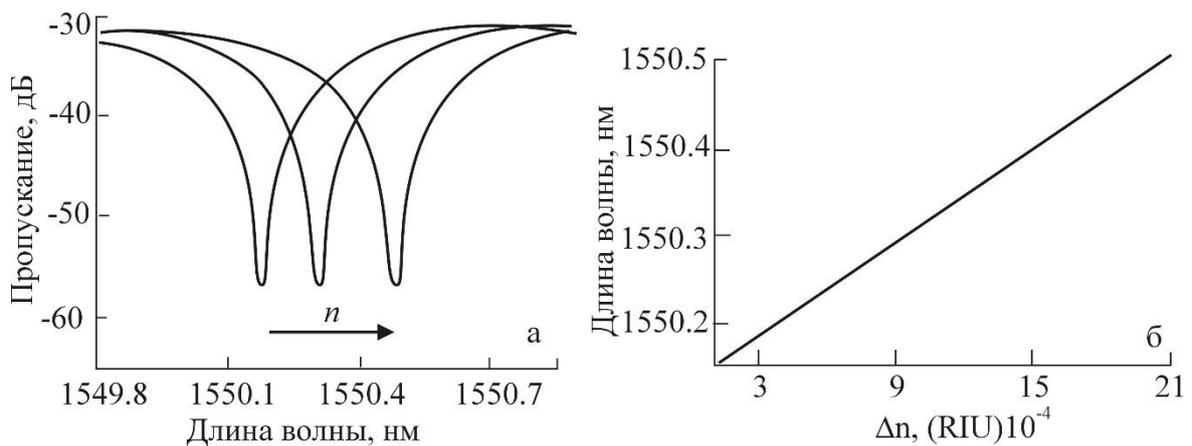


Рисунок 4.22 – а - спектры пропускания петлевого резонатора при разных показателях преломления среды. Стрелка указывает на увеличение показателя преломления среды; б - зависимость резонансной длины волны от изменения показателя преломления среды

Датчики показателя преломления на основе гибридного волноводного интерферометра Маха-Цендера и Фабри-Перо [20]

На основе интерферометров Фабри-Перо и Маха-Цендера могут быть изготовлены высокочувствительные датчики показателя преломления. Однако сочетание в одном устройстве интерферометров двух типов позволяет еще больше увеличить чувствительность датчика. Пример такого датчика в интегральном исполнении показан на рис. 4.23.

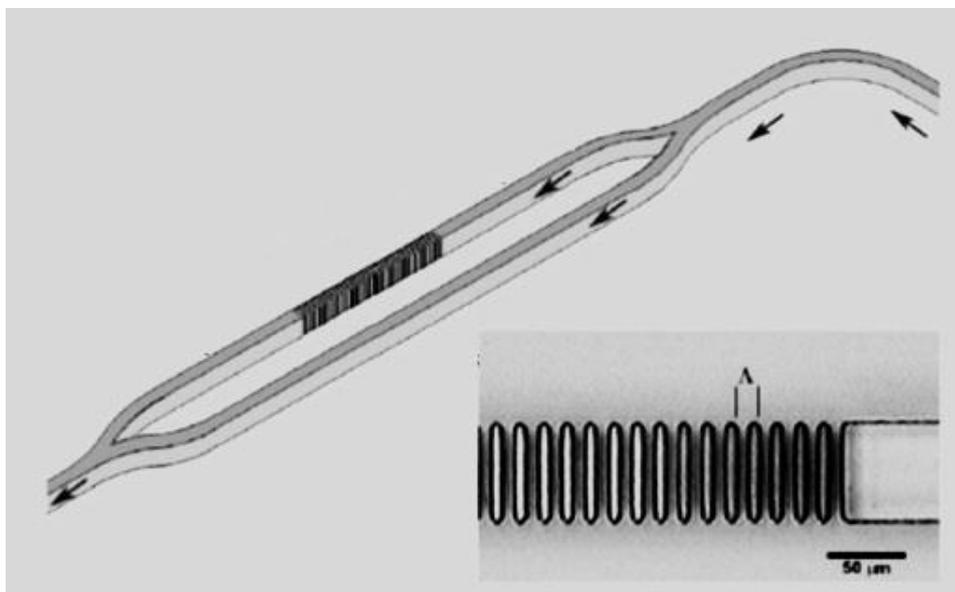


Рисунок 4.23 - Гибридный волноводный интерферометр Маха-Цендера и Фабри-Перо для измерения показателя преломления. На вставке – часть интерферометра Фабри-Перо

Чувствительный элемент датчика представляет собой интерферометр Маха-Цендера, изготовленный из кремниевых полосковых волноводов методом фотолитографии. В одном из плеч интерферометра, также методом фотолитографии, сформирован интерферометр Фабри-Перо. Фактически, данный интерферометр Фабри-Перо представляет собой периодические слои с высоким (кремний) и низким (воздух) показателями преломления, в которых и

происходит многолучевая интерференция. Интенсивность сигнала на выходе интерферометра $I_{\text{вых}}$ является суммой сигналов из каждого плеча интерферометра Маха-Цендера:

$$I_{\text{вых}} = (T_{\text{инт}} + T_0)/2.$$

с учетом фазовых соотношений. В том случае, если в область интерферометра Фабри-Перо помещен жидкий аналит, интенсивность сигнала на выходе интерферометра Маха-Цендера изменяется. Чувствительность такого датчика показателя преломления составляет $4 \cdot 10^{-5}$. Его достоинством является то, что он позволяет проводить анализ микрообъемов жидкости.

Датчики показателя преломления на основе устройств наноплазмоники

Изменение показателя преломления среды приводит к спектральному сдвигу плазмонного резонанса металлических наночастиц [6, 7, 21]. На рис. 4.24 показаны монослой наночастиц серебра на поверхности стекла в воздушной среде.

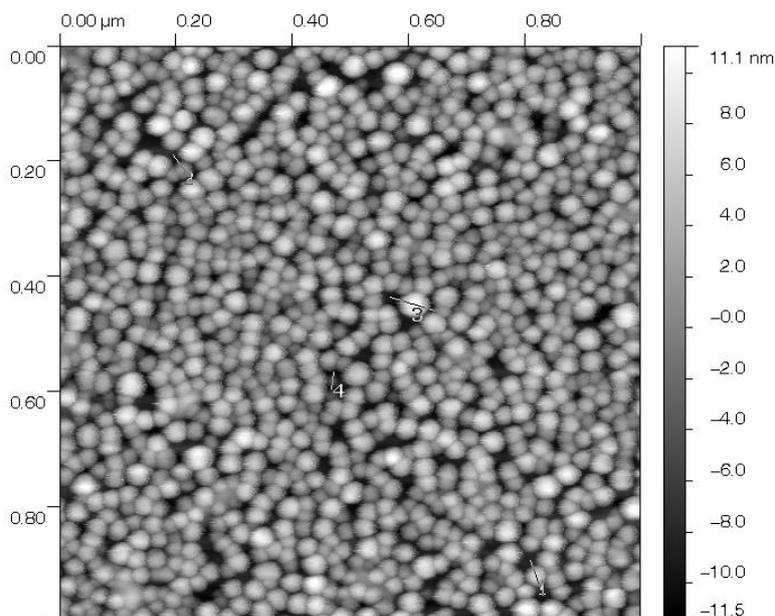


Рисунок 4.24 - Изображение монослоя наночастиц серебра на поверхности стекла, полученное с помощью атомно-силового микроскопа

Из рисунка видно, что наночастицы имеют форму, близкую к сферической, а их размер варьируется в диапазоне 10 - 30 нм.

Плазмонная полоса поглощения такого монослоя имеет два максимума: на длинах волн 350 нм и 470 нм (рис. 4.25). Появление двух резонансных полос вызвано электромагнитным взаимодействием между близкорасположенными наночастицами. При погружении подложки с наночастицами серебра в жидкость с $n > 1$ происходит длинноволновый спектральный сдвиг

резонансных плазмонных полос, что может быть зафиксировано с помощью спектрометра.

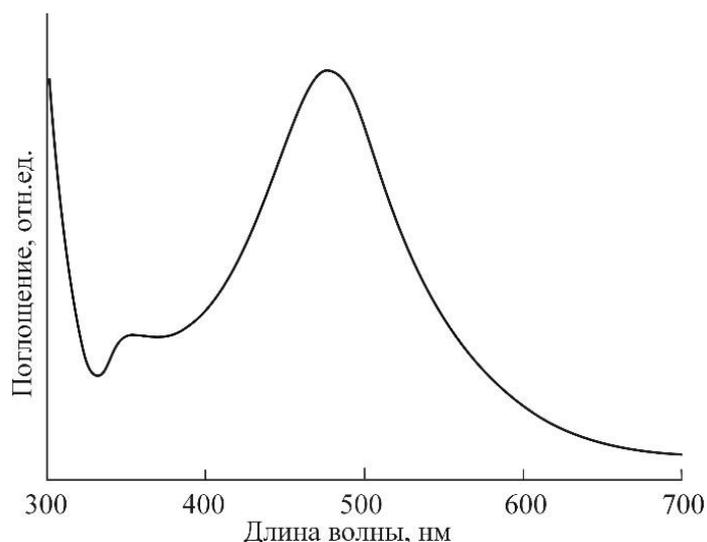


Рисунок 4.25 - Спектр поглощения монослоя наночастиц серебра на поверхности стекла в воздушной среде

Для защиты наночастиц от агрессивных сред они могут покрываться диэлектрической оболочкой. Однако толщина этой оболочки не должна превышать 1 – 5 нм, иначе чувствительность плазмонного резонанса к показателю преломления среды резко упадет. На рис. 4.26 показаны спектры сечения поглощения сферических наночастиц серебра с оболочкой из стекла толщиной 1 нм для разных показателей преломления среды. Из рисунка видно, что при увеличении показателя преломления среды от 1 до 1.5 максимум плазмонной полосы поглощения смещается от 405 нм до 425 нм.

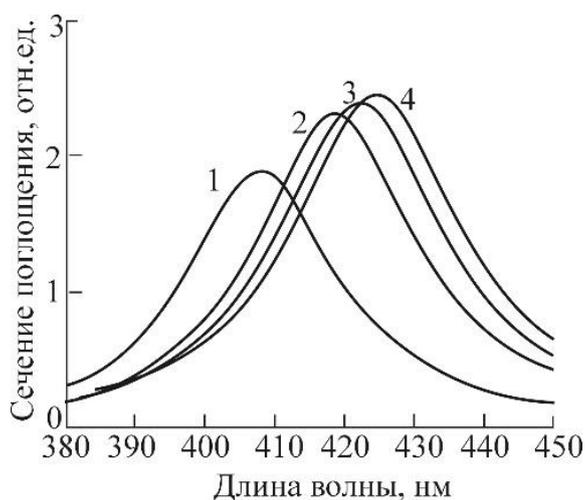


Рисунок 4.26 - Спектры сечения поглощения сферических наночастиц серебра с оболочкой из стекла толщиной 1 нм для разных показателей преломления среды. 1 – $n = 1$, 2 – 1.3, 3 – 1.4, 4 – 1.5

Чувствительность плазмонного резонанса к изменению показателя преломления среды существенно зависит от материала и формы наночастиц. Так, эллипсоидные наночастицы позволяют обеспечить более высокую

чувствительность, чем сферические. Как видно из рис. 4.27, чувствительность плазмонного резонанса для эллипсоидных наночастиц серебра в 2 - 3 раза выше, чем для сферических.

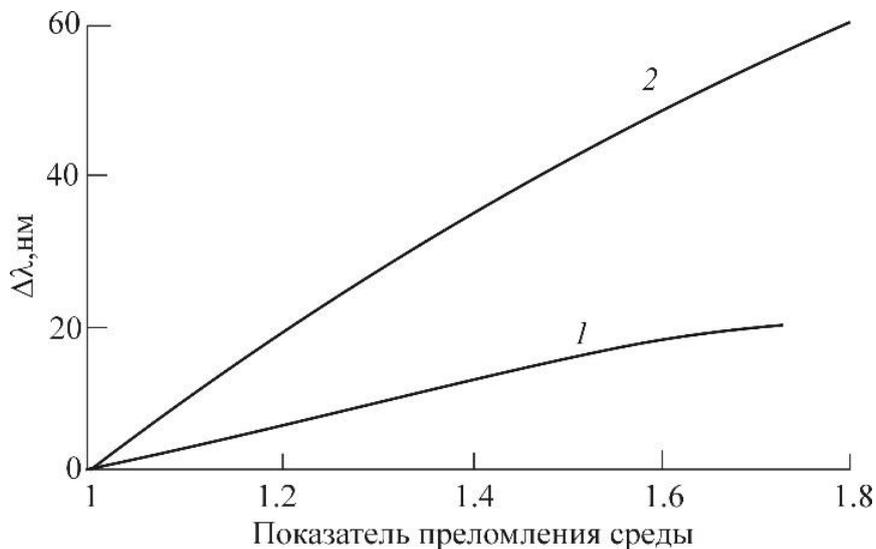


Рисунок 4.27 - Зависимость спектрального сдвига плазмонной полосы поглощения от показателя преломления среды для сферических (1) и эллипсоидных (2) наночастиц серебра с диэлектрической оболочкой

Другой пример датчика показателя преломления, использующий поверхностные плазмоны, показан на вставке в рис. 4.28 [22].

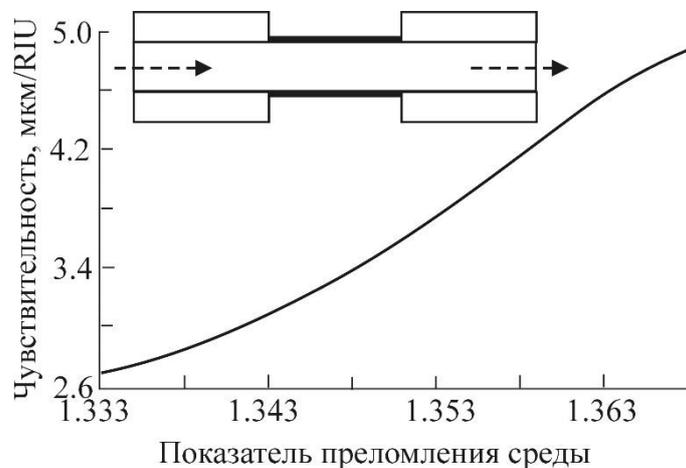


Рисунок 4.28 - Зависимость чувствительности волоконного датчика показателя преломления от величины показателя преломления [22]. На вставке – конструкция датчика

Чувствительный элемент датчика представляет собой стеклянное волокно, с части которого удалена оболочка. На этот участок волокна нанесена тонкая металлическая пленка, в которой могут возбуждаться поверхностные плазмоны. Условием возбуждения поверхностных плазмонов в пленке является равенство волнового вектора затухающей компоненты волноводной моды, которая распространяется вне волокна, и волнового вектора поверхностной электромагнитной волны в пленке металла. Это резонансное условие, зависящее от длины волны, угла падения волноводной моды на границу

волновода, и от показателя преломления окружающей среды. При выполнении этого условия происходит перекачка энергии из волноводной моды в поверхностную электромагнитную волну. В результате этого амплитуда оптического сигнала на выходе волновода уменьшается. При помещении капли аналита на металлическую пленку, расположенную на волокне, происходит спектральный сдвиг резонансного минимума пропускания волокна. Величина этого сдвига зависит от показателя преломления аналита. На рис. 4.28 показана зависимость чувствительности волоконного датчика показателя преломления от величины показателя преломления аналита. Из рисунка видно, что чувствительность увеличивается с увеличением показателя преломления аналита, а максимальная чувствительность описанного датчика составляет 5 мкм/RIU.

Датчик показателя преломления на основе матрицы нанотверстий в металлической пленке [23]

В датчике данного типа чувствительным элементом является металлическая пленка с нанотверстиями. Согласно классической оптике свет не может проникать сквозь нанотверстия, размер которых меньше длины волны. Однако в настоящее время экспериментально и теоретически показано, что это не так. На границе нанотверстия объемная электромагнитная волна преобразуется в поверхностную волну, связанную с поверхностными плазмонами металла. Эта поверхностная волна распространяется по стенкам внутри нанотверстия, а затем, с противоположной стороны металлической пленки, снова преобразуется в объемную волну. В том случае, если нанотверстия в пленке образуют упорядоченную матрицу с определенным периодом (рис. 4.29), проникновение света через пленку происходит резонансно, то есть на определенных длинах волн.

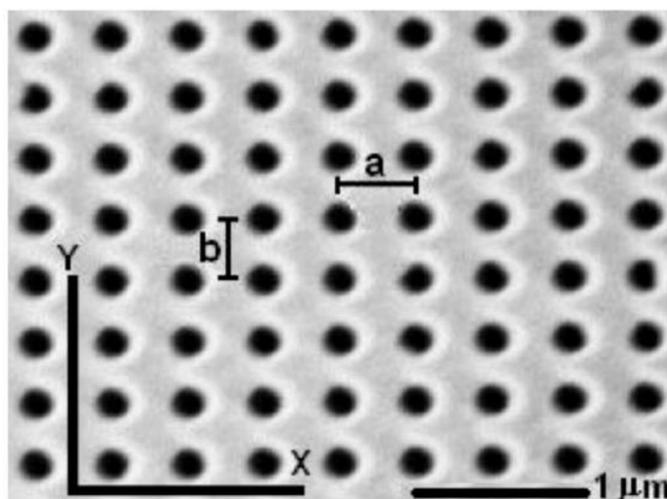


Рисунок 4.29 - Электронно-микроскопическое изображение золотой пленки с нанотверстиями. Диаметр нанотверстий равен 200 нм, период равен 420 нм

Резонансная длина волны определяется выражением

$$\lambda_{max} = \frac{ab}{\sqrt{i^2 b^2 + j^2 a^2}} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}},$$

где a и b – периоды по осям x и y ; i и j – индексы плазмонной моды (целые числа); ϵ_d и ϵ_m – диэлектрические проницаемости окружающей среды и металла соответственно. Из данного выражения видно, что в него входит диэлектрическая проницаемость окружающей среды. Следовательно, при изменении диэлектрической проницаемости среды будет происходить спектральный сдвиг максимума резонанса матрицы нанотверстий. Это иллюстрирует рис. 4.30.

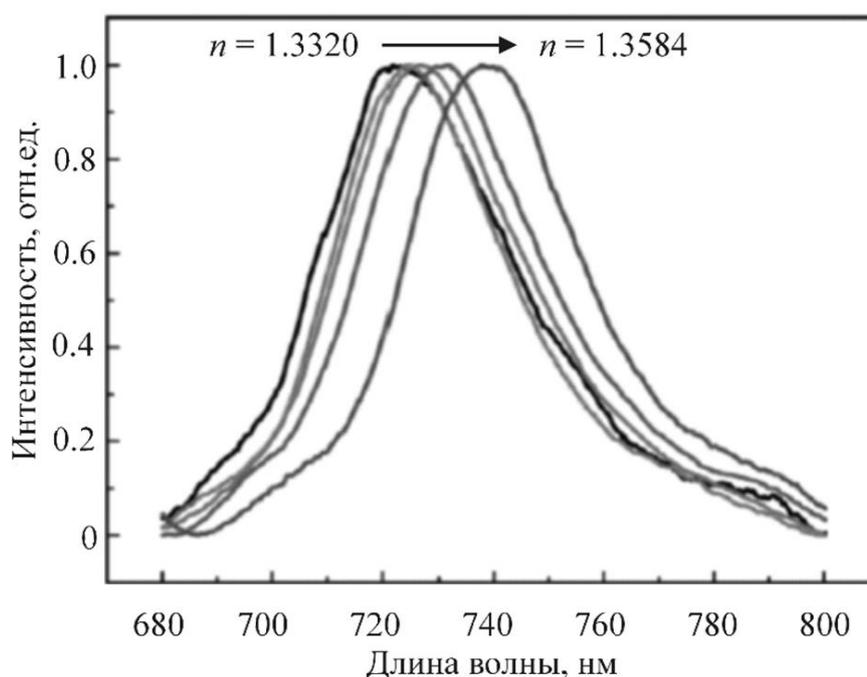


Рисунок 4.30 - Спектральные зависимости интенсивности света, прошедшего через золотую пленку с нанотверстиями, для различных показателей преломления аналита

Из рисунка видно, что при увеличении показателя преломления жидкости, которая заполняет нанотверстия, резонансная полоса смещается в длинноволновую область. Чувствительность такого датчика показателя преломления составляет 650 нм/RIU.

Датчики показателя преломления на основе резонаторов с модами шепчущей галереи [24]

Как было показано в п. 3, резонаторы с модами шепчущей галереи обладают чрезвычайно высокой добротностью, достигающей 10^{10} . Это обеспечивает очень узкие резонансные полосы и высокую чувствительность к

внешним факторам воздействия, в том числе, к изменению показателя преломления окружающей среды.

Резонансная длина волны резонатора с модами шепчущей галереи определяется выражением

$$\lambda = 2\pi n_{\text{эфф}} R/m,$$

где $n_{\text{эфф}}$ – эффективный показатель преломления для моды резонатора; R – радиус резонатора; m – индекс моды (целое число). На рис. 4.31 показано влияние изменения показателя преломления окружающей среды на сдвиг резонанса для резонатора в форме диска радиусом 400 нм, изготовленного из полимера.

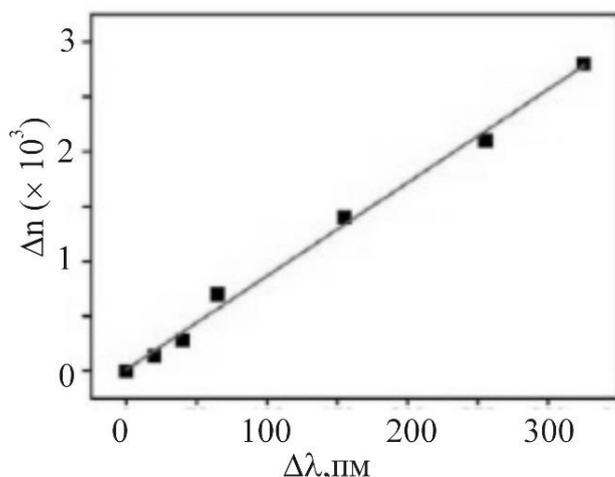


Рисунок 4.31 - Влияние изменения показателя преломления окружающей среды на сдвиг резонанса резонатора с модами шепчущей галереи

Из рисунка видно, что зависимость линейна, а чувствительность датчика составляет 294 нм/RIU.

Микрофлюидный датчик показателя преломления с волоконным интерферометром Фабри-Перо [25]

В биологии, медицине, фармакологии и химической промышленности требуется проведение химических реакций и химического анализа различных веществ. Некоторые химические реактивы и биоматериалы являются чрезвычайно дорогими и производятся в малых количествах. Поэтому возникает проблема проведения химических реакций и химического анализа в микрообъемах. Эта проблема решается с помощью микрофлюидных устройств. Микрофлюидное устройство представляет собой чип из диэлектрика, например, стекла, содержащий сеть микроканалов (рис. 4.32).

В эти каналы с помощью микронасосов вводят жидкие химические реактивы или жидкий анализ. В каналах производятся химические реакции и анализ химического или биологического состава. Для анализа в чип

интегрируют датчики различных типов, например, электрические или оптические.

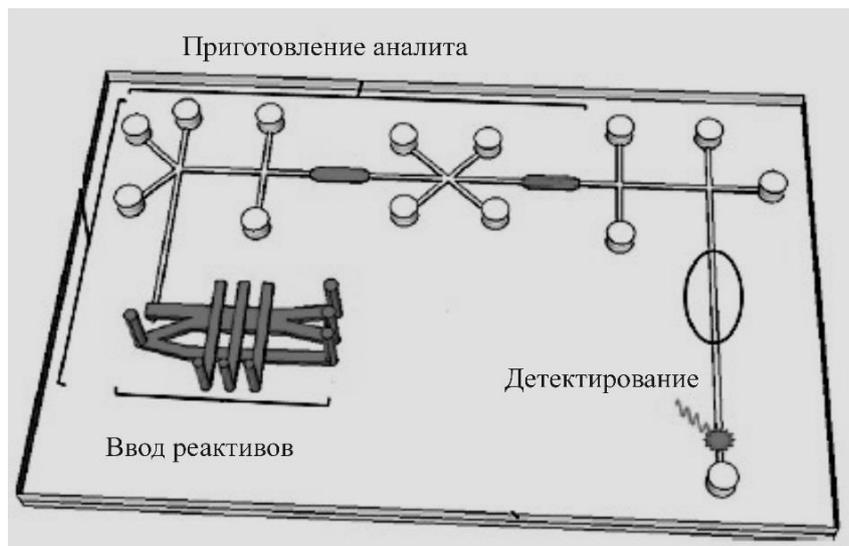


Рисунок 4.32 - Пример микрофлюидного устройства

Из оптических методов анализа в микрофлюидных устройствах можно выделить следующие:

- Измерение спектров поглощения;
- Измерение спектров пропускания;
- Измерение спектров люминесценции;
- Измерение спектров рамановского рассеяния;
- Измерение показателя преломления;
- Измерение светорассеяния.

Как правило, при оптических методах анализа в микрофлюидное устройство интегрируют оптические волноводы или волокна. Пример микрофлюидного устройства с волоконным интерферометром Фабри-Перо показан на рис. 4.33.

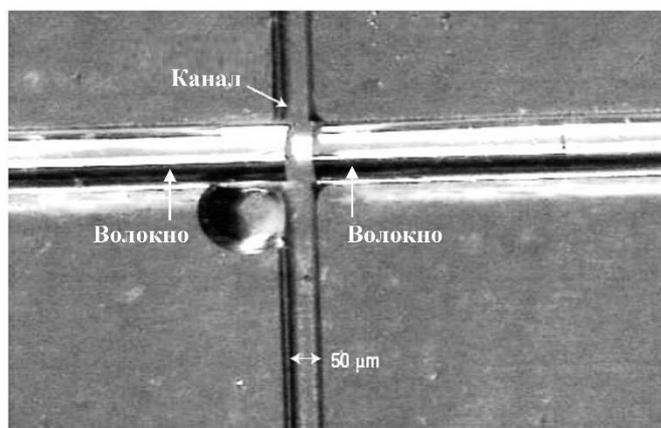


Рисунок 4.33 - Волоконный интерферометр Фабри-Перо в микрофлюидном устройстве

Интерферометр образован полированными торцами двух стеклянных волокон, введенных непосредственно в канал, по которому протекает аналит. При изменении показателя преломления аналита происходит спектральный сдвиг резонансных полос интерферометра (рис. 4.34). Такой интерферометр позволяет регистрировать изменение показателя преломления аналита на уровне $2 \cdot 10^{-3}$.

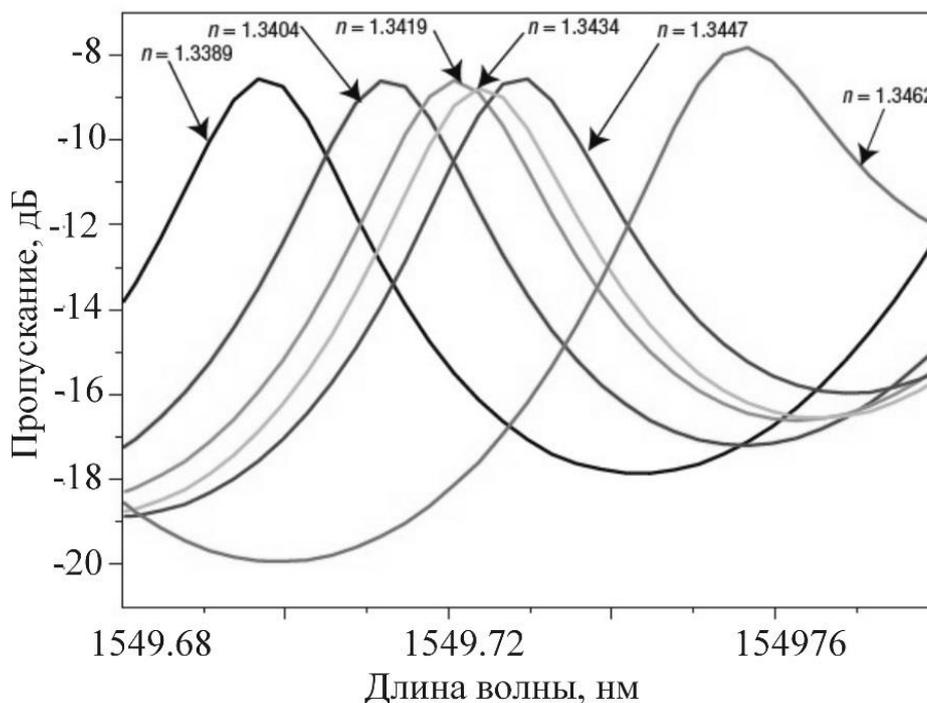


Рисунок 4.34 - Спектры пропускания волоконного интерферометра Фабри-Перо для различных показателей преломления аналита

4.4 Датчики давления, перемещения и силы

Большое практическое значение имеют волоконные датчики давления, перемещения и силы. Они могут быть использованы в промышленности, на транспорте, в биологии и медицине. Как правило, один и тот же датчик данного типа может быть использован для измерения всех указанных величин, так как принцип измерения этих величин обычно один и тот же. Рассмотрим датчики данного типа на нескольких примерах.

На вставке в рис. 4.35 показана конструкция волоконного датчика давления [26]. Датчик состоит из кварцевого волокна, на торце которого сделано сферическое углубление. На торец волокна прикреплена тонкая пластинка из кварцевого стекла, являющаяся гибкой мембраной и, одновременно, зеркалом интерферометра Фабри-Перо. Вторым зеркалом интерферометра является поверхность сферического углубления в волокне. При увеличении давления кварцевая пластинка прогибается, и происходит спектральный сдвиг резонансной полосы интерферометра. При использовании в датчике оптического сигнала на одной длине волны это приводит к изменению амплитуды отраженного сигнала. Изменяя толщину кварцевой

пластинки можно задавать диапазон измеряемых давлений. Зависимости коэффициента отражения от давления для трех толщин кварцевой пластинки показаны на рис. 4.35. Диаметр волокна с сердечником равен 125 мкм. Это позволяет измерять давление в очень малых областях, например, в кровеносном сосуде или капилляре.

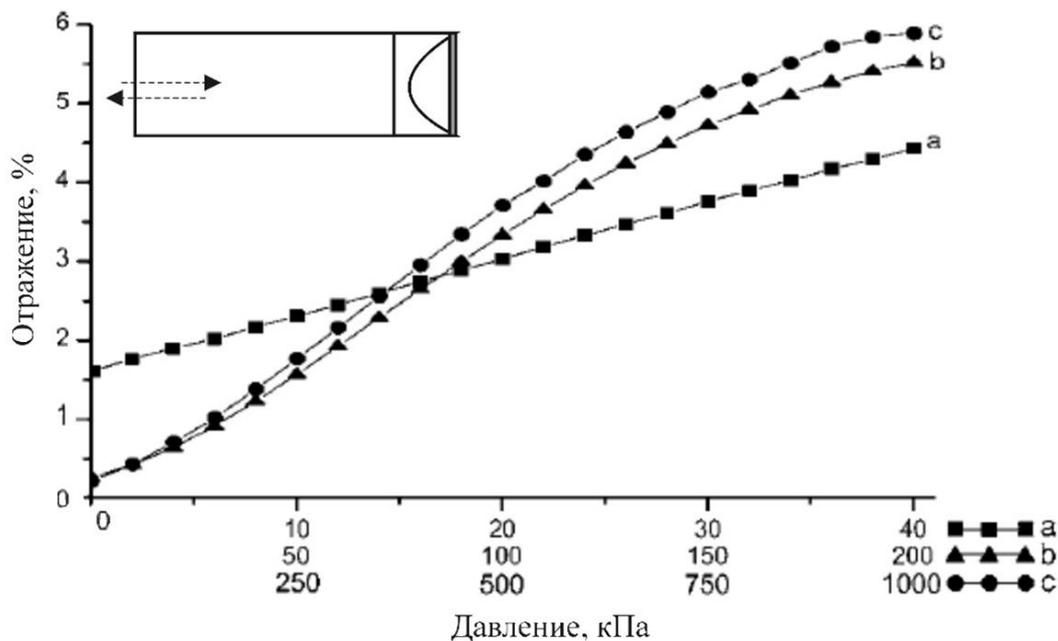


Рисунок 4.35 - Зависимости коэффициента отражения волоконного датчика давления для трех диапазонов давления. На вставке – конструкция датчика давления

Недостатком датчика, описанного выше, является то, что при изгибе изменяется радиус кривизны кварцевой пластинки. Это приводит к нежелательным погрешностям в точности измерения давления. Для устранения этого недостатка в работе [27] предложена специальная конструкция мембраны-зеркала, позволяющая свести к минимуму погрешности, связанные с изменением ее кривизны. Мембрана состоит из секций (рис. 4.36, а), форма и расположение которых получены расчетным путем.

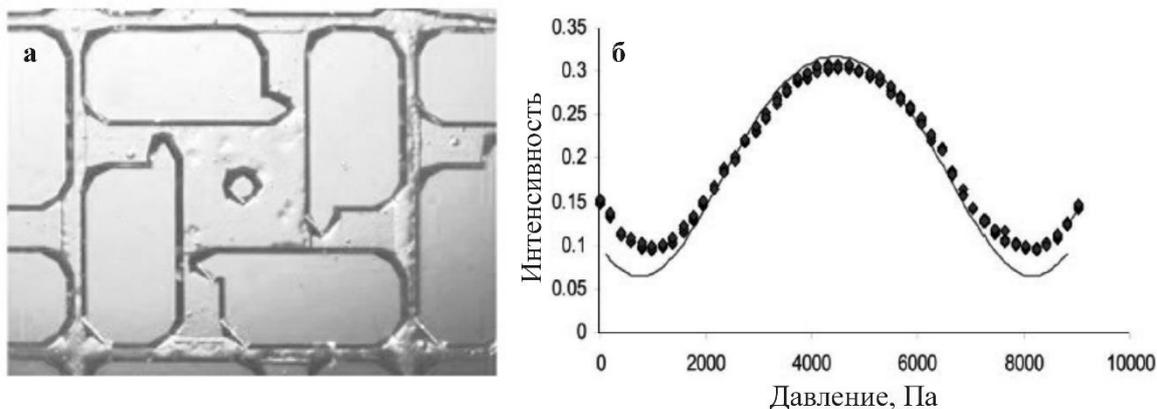


Рисунок 4.36 - а – конструкция секционированной мембраны датчика давления; б – зависимость интенсивности отраженного сигнала от давления

На рис. 4.36,б показана зависимость интенсивности отраженного оптического сигнала от давления. Зависимость имеет осциллирующий характер, так как при изменении давления происходит смещение диафрагмы на длину волны оптического сигнала. Кроме измерения давления, датчик данного типа может быть использован в качестве микрофона и гидрофона.

Как было отмечено в п. 3, резонаторы с модами шепчущей галереи обладают чрезвычайно высокой добротностью. Поэтому их резонансы весьма чувствительны к внешним воздействиям, в том числе к внешнему давлению. Это позволяет использовать их в качестве чувствительных элементов в датчиках давления [28]. Основным механизмом спектрального сдвига резонансной частоты в данном случае является изменение показателя преломления материала резонатора под действием давления. На рис. 4.37 показаны зависимости сдвига резонансной длины волны от давления для сферических резонаторов с модами шепчущей галереи, изготовленных из кварцевого стекла (SiO_2) и полиметилметакрилата (ПММА) для двух диаметров резонаторов.

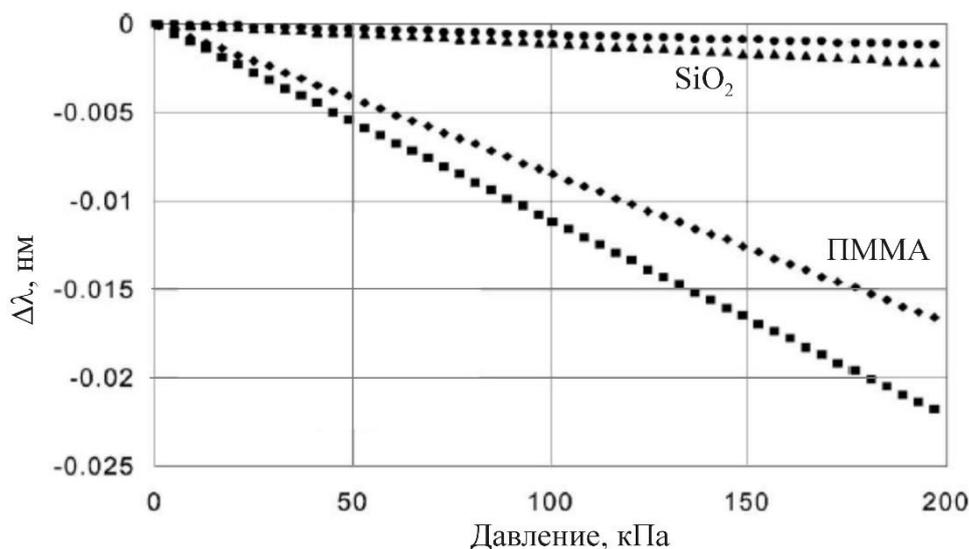


Рисунок 4.37- зависимости сдвига резонансной длины волны от давления для сферических резонаторов с модами шепчущей галереи, изготовленных из кварцевого стекла (SiO_2) и полиметилметакрилата (ПММА) для двух диаметров резонаторов

Из рисунка видно, что чувствительность резонаторов на основе ПММА к изменению давления в десятки раз превышает чувствительность резонаторов на основе SiO_2 .

Датчики давления, перемещения и силы могут быть изготовлены и на основе петлевых и узловых резонаторов [29]. При сжатии петлевого резонатора за счет внешних воздействий изменяется его конфигурация, в частности, радиус изгиба волокна (рис. 4.38). Как известно, изгиб волокна может приводить к нарушению полного внутреннего отражения и, в результате, к уменьшению мощности прошедшего излучения.

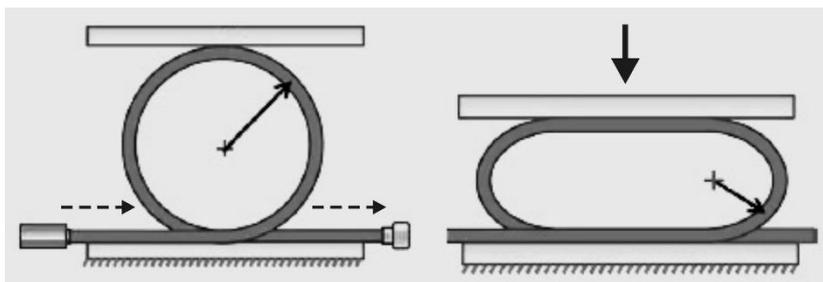


Рисунок 4.38 - Принцип действия датчика давления, перемещения и силы на основе петлевого резонатора

Мощность оптического сигнала $P_{\text{вых}}$, прошедшего через изогнутое волокно, связана с радиусом изгиба выражением

$$P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}} = \exp(-4\pi\alpha R),$$

где $P_{\text{вх}}$ – мощность оптического сигнала на входе; R – эффективный радиус изгиба; α – коэффициент потерь в изгибе.

Петлевые резонаторы могут иметь различную исходную конфигурацию, например такую, которая показана на вставке в рис. 4.39. Здесь электромагнитная связь между входом и выходом обеспечивается в области, где входное и выходное волокна прижаты друг к другу.

Для измерения давления, перемещения или силы петлевой датчик необходимо калибровать. На рис. 4.39 показаны калибровочные кривые, связывающие перемещение и усилие, приложенное к резонатору, для петлевых резонаторов разного диаметра.

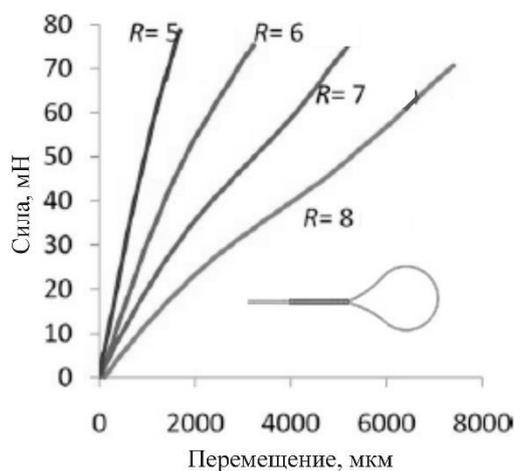


Рисунок 4.39 - Калибровочные кривые, связывающие перемещение и силу, приложенное к резонатору, для петлевых резонаторов разного диаметра. Радиус R указан в мм

4.5 Химические и биосенсоры на основе люминесцентных молекулярных кластеров и наночастиц [30, 31]

В настоящее время разработано большое количество методов синтеза молекулярных кластеров металлов, в основном, серебра, золота и меди в

жидких средах и полимерах. Для стабилизации свойств молекулярных кластеров в жидкостях их окружают оболочками из органических лигандов. В химических сенсорах на основе молекулярных кластеров металлов, как правило, используется тушение их люминесценции в присутствии малого количества детектируемых молекул и ионов. Механизм тушения заключается в том, что посторонний ион металла присоединяется к молекулярному кластеру. При этом происходит изменение геометрической и электронной структуры молекулярного кластера. В результате изменения электронной структуры происходит сдвиг энергетических уровней, и при облучении молекулярного кластера ранее использовавшимся возбуждающим излучением люминесценция не возникает (рис. 4.40).

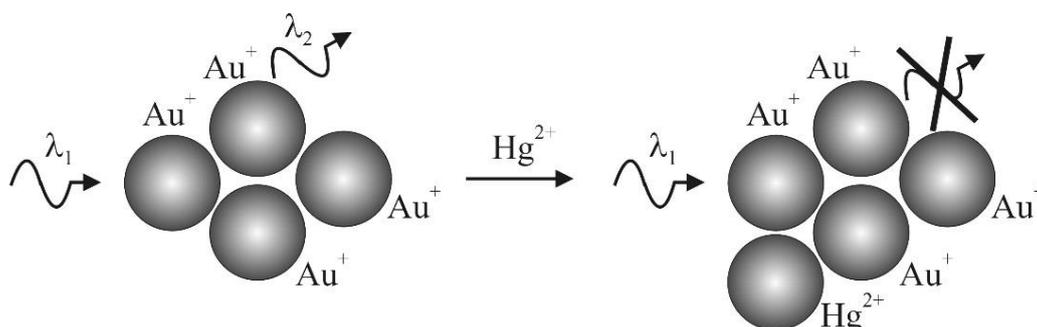


Рисунок 4.40 - Механизм тушения люминесценции молекулярных кластеров золота ионами ртути

Одним из применений молекулярных кластеров металлов в жидких средах является детектирование присутствия ионов тяжелых металлов, таких как Pb^{2+} , Cd^{2+} , Hg^{2+} , Cr^{3+} , Cu^{2+} и др., которые обладают токсичными свойствами. Допустимое содержание указанных металлов в питьевой воде составляет 0.015, 0.002 и 0.005 мг/л соответственно. На рис. 4.41 показано тушение люминесценции молекулярных кластеров серебра в присутствии ионов различных металлов при возбуждении люминесценции излучением с длиной волны 650 нм.

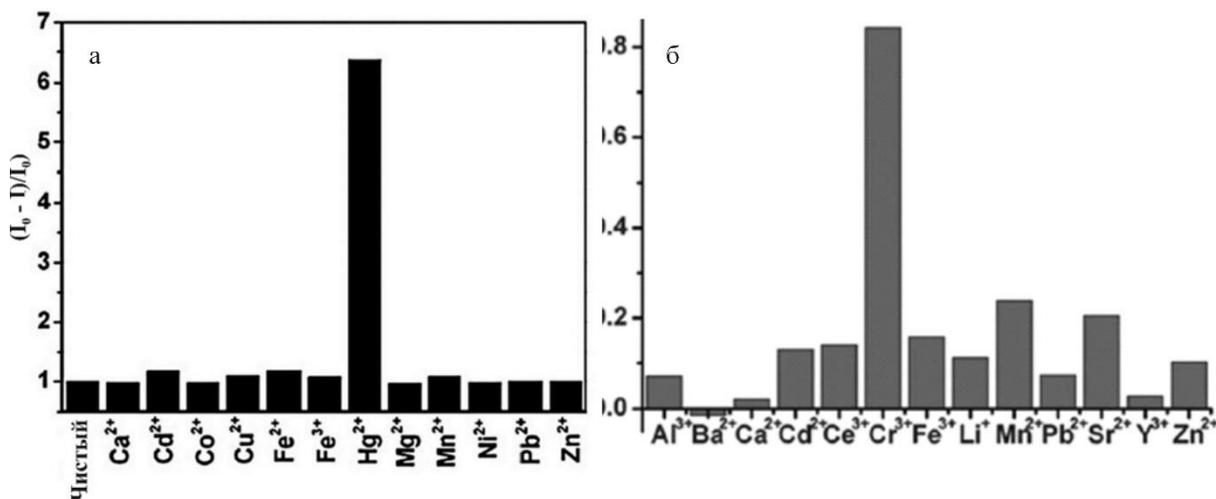


Рисунок 4.41 - Тушение люминесценции молекулярных кластеров серебра: а – в присутствии ионов ртути; б – в присутствии ионов хрома

Из рисунка видно, что в присутствии ионов ртути и хрома происходит наиболее сильное тушение люминесценции. Порог регистрации ионов ртути с помощью таких растворов с молекулярными кластерами серебра составляет 5 нмол.

В Таблице 4.1 приведены данные по чувствительности люминесценции некоторых молекулярных кластеров металлов с органической оболочкой к посторонним ионам металлов.

Таблица 4.1 - Чувствительность люминесценции некоторых молекулярных кластеров металлов к посторонним ионам металлов

Эффект	Ион металла	Молекулярный кластер&оболочка	Чувствительность
Тушение люминесценции	Hg^{2+}	Ag_{25} &глутатион	1 ppb*
		Au_n & SiO_2 & Ag_{15}	0.1×10^{-21} мол.
		Au_n &альбумин	80 нмол.
		Ag_n &олигонуклеотид	1 ppb
	As^{3+}	Au_n &цитозин	54×10^{-9} мол.
	Cu^{2+}	Au_{15} & α -циклодекстрин	10^{-6} мол.
	Pb^{2+}	Cu_{13} &альбумин	20 ppb
Усиление люминесценции	Ag^+	Au_{16} &альбумин	10^{-6} мол.

* ppb - частей на миллиард (parts per billion).

По изменению люминесценции растворов с молекулярными кластерами можно детектировать присутствие в растворе не только ионов металлов, но и органических соединений. На рис. 4.42 показаны спектры люминесценции молекулярных кластеров золота (Au_n) при разных концентрациях ионов цианида (CN^-) в растворе.

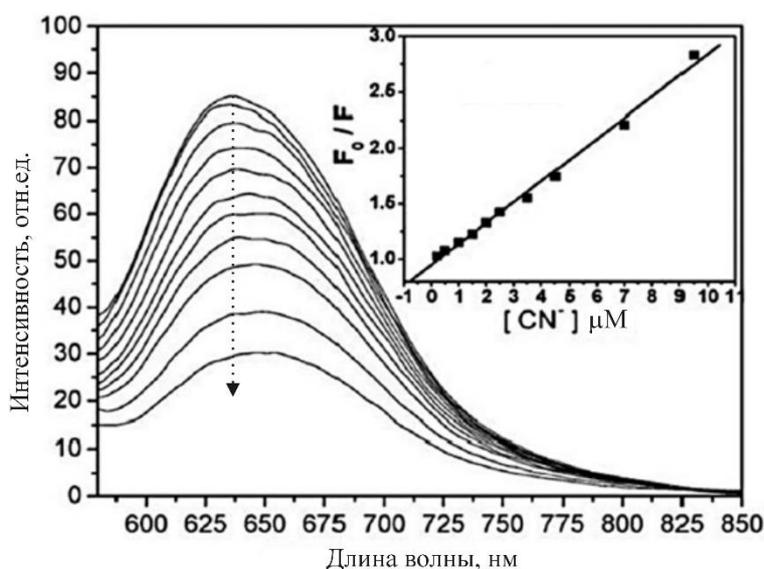


Рисунок 4.42 - Спектры люминесценции молекулярных кластеров Au_n при разных концентрациях ионов CN^- в растворе. Стрелка указывает на увеличение концентрации ионов цианида. На вставке – тушение люминесценции молекулярных кластеров золота при увеличении концентрации ионов цианида

Из рисунка видно, что увеличение концентрации цианида приводит к уменьшению интенсивности люминесценции. Чувствительность к люминесценции молекулярных кластеров золота к присутствию в растворе ионов цианида составляет 0.5 мкМоль.

Тушение люминесценции молекулярных кластеров металлов может быть использовано для детектирования не только простых органических молекул, но и очень сложных, например, аминокислот. Для этого к молекулярному кластеру прививают не только стабилизирующие органические соединения, но и конъюгаты – органические молекулы способные присоединяться только к определенному типу других органических молекул (рис. 4.43).

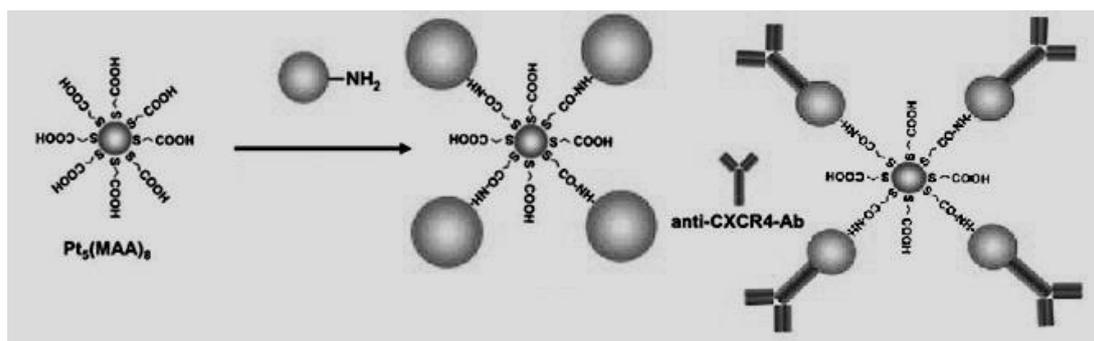


Рисунок 4.43 - Прививка к молекулярному кластеру платины (Pt₅) органических конъюгатов

В растворах, содержащих аминокислоты, конъюгат будет присоединять молекулярный кластер только к определенному типу аминокислоты. Механизм тушения люминесценции молекулярного кластера, в данном случае, заключается в безызлучательном переносе энергии от молекулярного кластера к аминокислоте.

На рис. 4.44 показано тушение люминесценции молекулярных кластеров серебра с привитым конъюгатом в присутствии аминокислоты цистеина. Чувствительность обнаружения цистеина в растворе составляет $3 \cdot 10^{-9}$ моль.

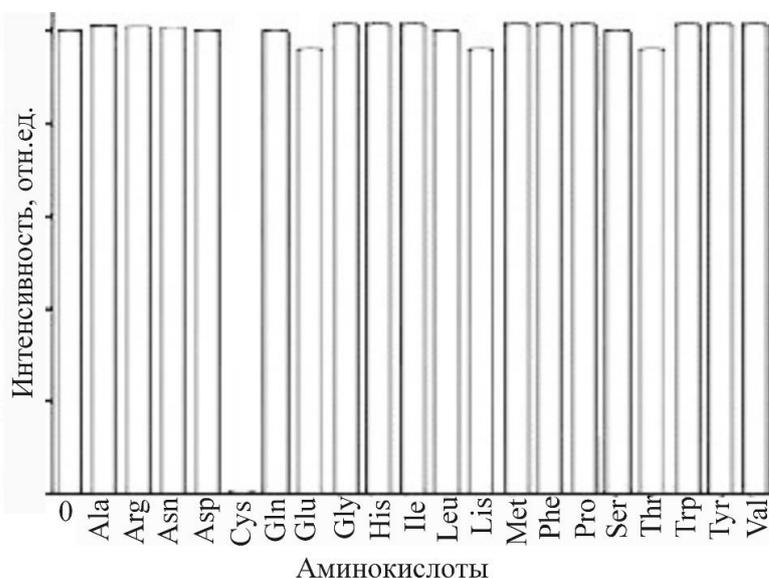


Рисунок 4.44 - Тушение люминесценции молекулярных кластеров серебра с привитым конъюгатом в присутствии аминокислоты цистеина

Люминесцентные кластеры металлов позволяют детектировать малые количества взрывчатых веществ. Например, для детектирования взрывчатого вещества тринитротолуола (TNT) могут быть использованы молекулярные кластеры Ag_{15} , функционализированные органическими соединениями (рис. 4.45).

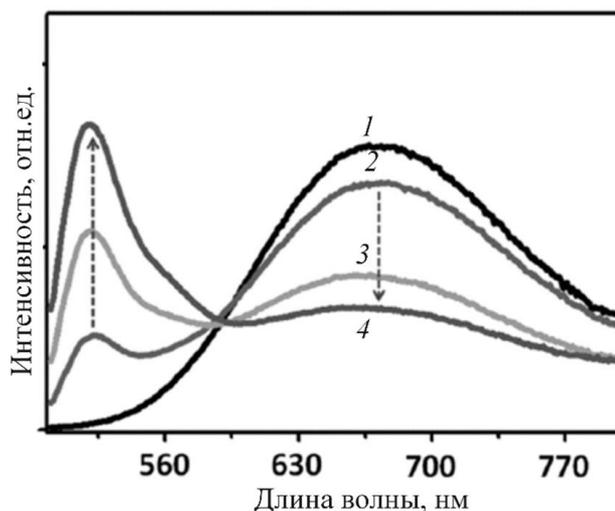


Рисунок 4.45 - Спектры люминесценции исходного $Ag_{15}@BSA$ (1), $Ag_{15}@BSA+FITC$ (2), $Ag_{15}@BSA + FITC + TNT$ (100 ppm) (3), $Ag_{15}@BSA + FITC + TNT$ (500 ppm) (4). Ppm - частей на миллион (parts per million)

Из рисунка видно, что при увеличении концентрации TNT в растворе происходит увеличение интенсивности зеленой полосы люминесценции и уменьшение интенсивности красной полосы люминесценции.

Люминесцентные свойства полупроводниковых и металлических наночастиц также используют в биосенсорах. Как правило, основное применение таких нанобъектов – это визуализация определенных типов биологических клеток или частей этих клеток. Для этого к наночастицам прививают конъюгаты, способные закрепляться на определенных типах клеток или их частях. При возбуждении люминесценции наночастицы в определенных частях биологического объекта появится люминесценция, которую можно наблюдать под микроскопом. На рис. 4.46 показано присоединение люминесцентной наночастицы к определенной части клетки с помощью конъюгата.

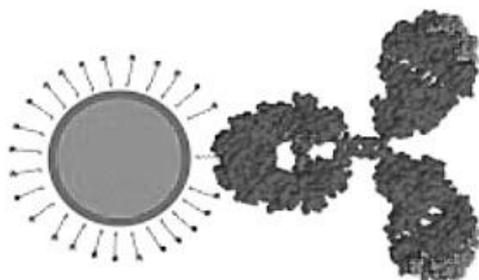


Рисунок 4.46 - Присоединение люминесцентной наночастицы к определенной части клетки с помощью конъюгата

4.6 УФ дозиметры и датчики искрения со спектральным преобразованием излучения

Дозиметры УФ излучения предназначены для использования в тех областях человеческой деятельности, в которых используется УФ излучение:

- медицина — физиотерапия, аутоотрансфузия крови, облучение людей солнечным светом;
- сельское хозяйство — парниковая и тепличная агротехнология;
- биотехнология — синтез витаминов D₂ и D₃;
- обеззараживание воды, воздуха, одежды, инструментов и продуктов питания;
- материаловедение — определение состава веществ и электронной структуры элементов;
- экология — обнаружение загрязнений окружающей среды;
- люминесцентный анализ.

Ультрафиолетовую область спектра принято делить на три диапазона:

В А-области спектра (320 – 400 нм) излучение наименьшим образом поглощается озоновым слоем атмосферы. Это УФ излучение необходимо человеку для выработки витаминов группы D. Часть спектра (345 – 400 нм) используется, например, для флуоресцентной подсветки. Излучение А-области спектра используется для полимеризации некоторых полимеров. Излучение с длиной волны 320 – 345 нм уже может вызывать повреждения глаз. Излучение А-диапазона вызывает покраснение и пигментацию кожи человека.

Излучение В-области спектра (270 – 320 нм) наиболее вредно для человека и при большой дозе может привести к мутациям и возникновению рака кожи. Это обусловлено тем, что полосы поглощения компонентами ДНК и белков находится именно в этой области спектра. Максимальная вероятность появления повреждений кожи достигается при длине волны 270 нм

Излучение С-области (200 – 280 нм) спектра практически полностью поглощается озоновым слоем. Излучение диапазона 200 – 280 нм активно разрушает клетки и используется, в частности, для стерилизации в медицине и санитарии.

Дозиметры УФ излучения предназначены для калибровки источников УФ излучения, контроля технологических процессов на производствах, в которых используется УФ излучение, а также для контроля предельно допустимой дозы УФ и солнечного облучения, приводящей к повреждению кожи человека (ультрафиолетовая эритема или "солнечный удар", пигментация, рак кожи и т.д.).

Для измерения дозы УФ облучения могут быть использованы фотоприемные устройства, чувствительные к УФ излучению, например, фотодиоды на основе нитрида алюминия или карбида кремния. Однако такие фотодиоды обладают низкой спектральной селективностью и небольшим сроком службы из-за деградации под действием УФ излучения. Кроме того, они не могут быть использованы в условиях высокого уровня электромагнитных

помех и в установках высокого напряжения. Поэтому для измерения и дозиметрии УФ излучения перспективными являются волоконно-оптические датчики.

Дозиметры УФ излучения со спектральным преобразованием [31]

Для регистрации и измерения УФ излучения выгодно использовать кремниевые фотодиоды, так как они широко распространены и дешевы. Однако кремниевые фотодиоды практически не обладают чувствительностью в УФ области спектра. Для устранения этого недостатка может быть использован принцип спектрального преобразования УФ излучения в видимую область спектра, где кремниевые фотодиоды обладают высокой чувствительностью. Для этого могут быть использованы люминесцентные стекла и волокна. Принцип спектрального преобразования на примере люминесцентного стекла иллюстрирует рис. 4.47. В стекле с молекулярными кластерами серебра возбуждают люминесценцию УФ излучением (кривая 1). В стекле возникает люминесценция в видимой области спектра (кривая 2), которая регистрируется кремниевым фотодиодом. При соответствующей калибровке такого датчика УФ излучения сигнал фотодиода может быть пересчитан в интенсивность или дозу УФ излучения.

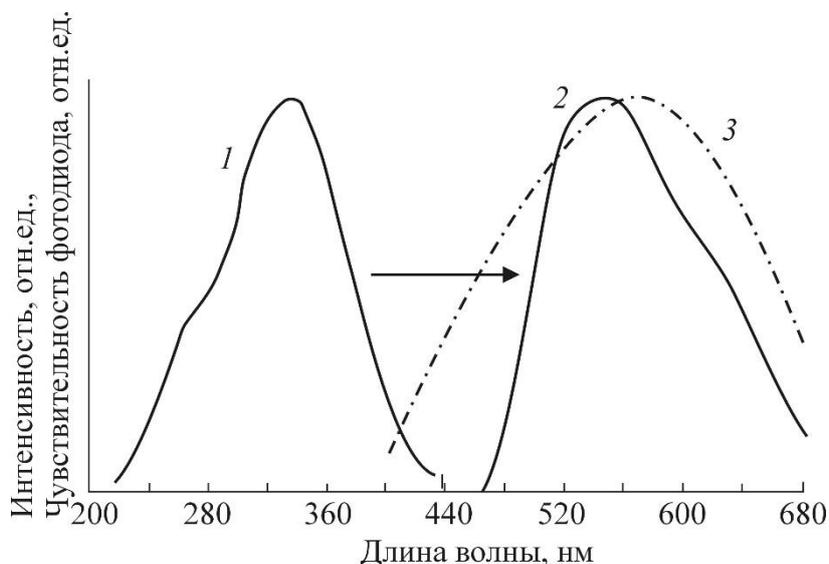


Рисунок 4.47 - Принцип спектрального преобразования УФ излучения в видимую область спектра. 1 – спектр возбуждения люминесценции стекла с молекулярными кластерами серебра. Длина волны люминесценции 540 нм; 2 – спектр люминесценции стекла с молекулярными кластерами серебра. Длина волны возбуждения люминесценции 330 нм; 3 – спектральная зависимость чувствительности кремниевого фотодиода

Блок-схема дозиметра УФ излучения показана на рис. 4.48. Дозиметр состоит из чувствительной головки, включающей в себя волокно из люминесцентного стекла, цилиндрической линзы из кварцевого стекла и отражателей, увеличивающих поток УФ излучения на люминесцентное

волокно, стандартного многомодового передающего волокна и кремниевого фотодиода.

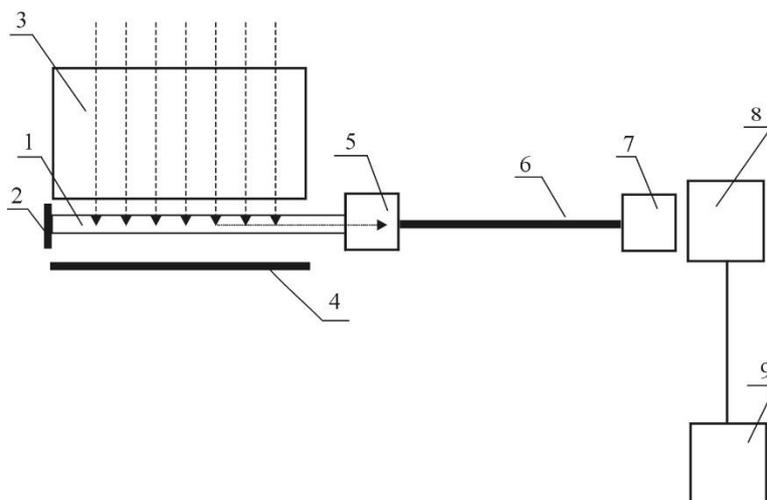


Рисунок 4.48 - Блок-схема волоконного дозиметра УФ излучения. 1 – волокно с нейтральными молекулярными кластерами серебра; 2 – отражатель; 3 – цилиндрическая линза; 4 – отражатель; 5, 7 – оптические разъемы; 6 – передающее оптическое волокно; 8 – фотодиод; 9 – блок обработки электрического сигнала

УФ излучение с помощью цилиндрической линзы 3 фокусируется на люминесцентное волокно чувствительного элемента 1. Использование цилиндрической линзы позволяет увеличить площадь, с которой УФ излучение собирается на волокно, и за счет этого увеличить чувствительность дозиметра. Уф излучение в чувствительном элементе возбуждает люминесценцию нейтральных молекулярных кластеров серебра в видимой области спектра. Часть излучения люминесценции захватывается волокном чувствительного элемента и преобразуется в волноводные моды. Отражатель 2 возвращает волноводные моды, выходящие из заднего торца волокна чувствительного элемента, снова в волокно. Отражатель 4 возвращает в волокно чувствительного элемента УФ излучение, которое не было поглощено волокном, а также излучение люминесценции, которое не было преобразовано в волноводные моды. Оптический сигнал люминесценции в виде волноводных мод поступает с волокна чувствительного элемента на передающее волокно 6, передается на приемную площадку кремниевого фотодиода 8 и преобразуется в электрический сигнал. Электрический сигнал с фотодиода поступает на блок обработки электрического сигнала, который выполняет следующие функции: преобразование аналогового сигнала фотодиода в цифровой сигнал; сравнение цифрового сигнала с градуировочной зависимостью; отсчет времени облучения; вычисление дозы облучения; вывод информации в виде, удобном потребителю, например, в виде цифровой индикации на дисплее, либо в виде звукового или светового сигнала, указывающего на достижение требуемой дозы или предельно допустимой дозы облучения. Доза облучения Q (Дж/м²) определяется по следующей формуле:

$$Q = V \cdot t \cdot K,$$

где V – сигнал фотодиода (мВ), t – время облучения (с), K – коэффициент пропорциональности, который определяется по градуировочной кривой ($\text{Вт/мВ}\cdot\text{м}^2$). На рис. 4.49 показана интегральная для спектрального интервала 250 - 400 нм градуировочная кривая дозиметра УФ излучения для кремниевого фотодиода BPW21R, включенного в фотогальваническом режиме. Облучение проводилось ртутной лампой, излучающей в спектральном интервале 250 - 400 нм. Из рис. 4.49 видно, что градуировочная зависимость линейна в интервале освещенности от 0.2 до 7 Вт/м^2 . Это позволяет для данного интервала освещенности определить коэффициент пропорциональности $K = 0.6 \text{ Вт/мВ}\cdot\text{м}^2$.

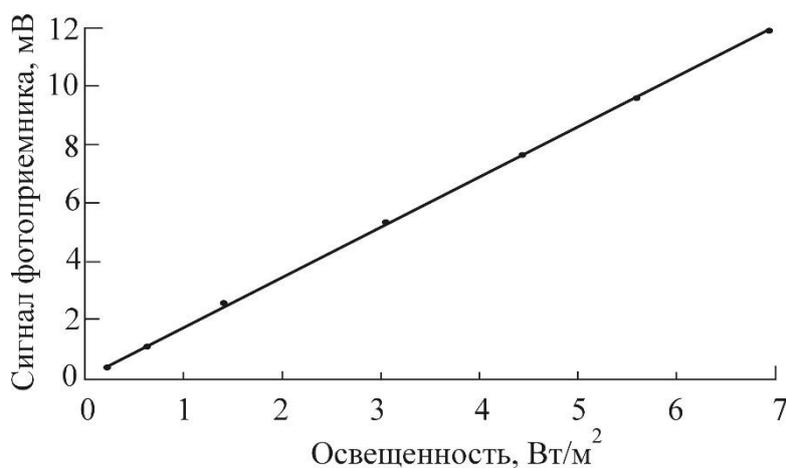


Рисунок 4.49 - Градуировочная кривая дозиметра УФ излучения для кремниевого фотодиода BPW21R

Из рис. 4.47 (кривая 1) видно, что в стекле с молекулярными кластерами серебра люминесценция возбуждается интегрально в широком спектральном интервале длин волн 240 – 400 нм. Однако для ряда практических применений необходимо измерять интенсивность или дозу УФ излучения в узком диапазоне спектра. Для этих целей можно использовать узкополосные оптические УФ фильтры. Однако они сложны в изготовлении и подвержены деградации под воздействием УФ излучения. В то же время для этих же целей в качестве чувствительного элемента УФ дозиметра можно использовать стекла или кристаллы, содержащие два или более люминесцентных центров и имеющие полосы люминесценции в разных спектральных интервалах видимой области спектра, возбуждаемые разными интервалами УФ диапазона. Примером такого оптического материала являются калиево-алюмо-боратные стекла с молекулярными кластерами $(\text{CuCl})_n$ и $(\text{Cu}_2\text{O})_n$ [15]. Люминесценция молекулярных кластеров $(\text{CuCl})_n$ лежит в интервале длин волн 440 – 500 нм и возбуждается УФ излучением с длинами волн 220 – 320 нм. Люминесценция молекулярных кластеров $(\text{Cu}_2\text{O})_n$ лежит в интервале длин волн 550 – 650 нм и возбуждается УФ излучением с длинами волн 320 – 390 нм. Это иллюстрирует рис. 4.50. Из рисунка видно, что излучение люминесценции с длиной волны 440 нм возбуждается УФ излучением с максимумом на длине волны 250 нм. Люминесценция на длине волны 460 нм возбуждается УФ излучением с

максимумом на длине волны 270 нм. Люминесценция на длине волны 500 нм возбуждается широкополосным УФ излучением из спектрального интервала 240 – 380 нм благодаря одновременной люминесценции обоих люминесцентных центров. Это позволяет проводить интегральные измерения в широком спектральном интервале УФ излучения. Наконец, люминесценция на длине волны 600 нм возбуждается УФ излучением с максимумом на длине волны 360 нм. Таким образом, поместив перед фотоприемником узкополосный оптический фильтр, выделяющий нужную область видимого спектрального диапазона, можно проводить регистрацию требуемой спектральной области УФ диапазона.

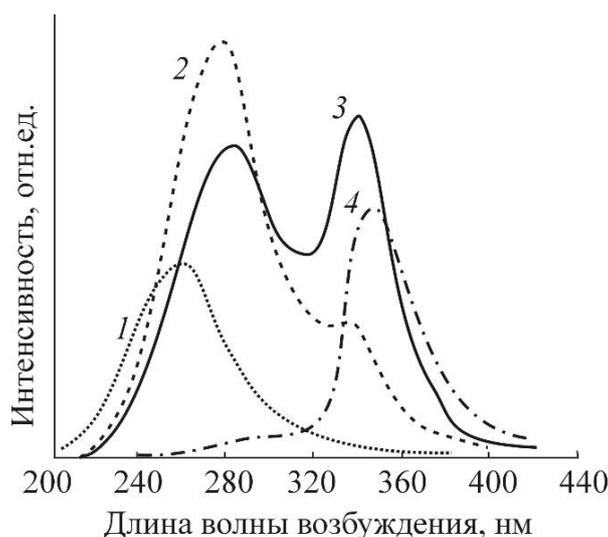


Рисунок 4.50 - Спектры возбуждения люминесценции волокна из калиево-алюмо-боратного стекла с молекулярными кластерами хлорида и оксида меди. Длина волны люминесценции: 1 – 440 нм, 2 – 460 нм, 3 – 500 нм, 4 – 600 нм

Дозиметры УФ излучения с двойным спектральным преобразованием [32]

Выше было показано, что для уменьшения спектрального интервала детектирования УФ излучения можно использовать люминесцентные материалы с люминесцентными центрами разных типов. Такой же результат может быть достигнут при использовании в дозиметре принципа двойного спектрального преобразования, когда узкий спектральный интервал УФ излучения преобразуется в люминесценцию в другом спектральном интервале, и эта люминесценция возбуждает люминесцентные центры, имеющие полосы люминесценции в видимой области спектра. Принцип действия такого УФ дозиметра иллюстрирует рис. 4.51. Чувствительный элемент дозиметра изготовлен из двух люминесцентных стекол, расположенных последовательно. Первое стекло содержит ионы сурьмы Sb^{3+} , имеющие две полосы возбуждения люминесценции в спектральном интервале 230 – 300 нм, соответствующем С-области УФ диапазона (кривая 1 на рис. 4.52). УФ излучение данного спектрального интервала возбуждает люминесценцию ионов Sb^{3+} с максимумом на длине волны 370 нм (кривая 2 на рис. 4.51). Эта длина волны практически совпадает с максимумом возбуждения люминесценции

нейтральных молекулярных кластеров серебра Ag_n (кривая 3 на рис. 4.51). Излучение люминесценции ионов сурьмы поглощается молекулярными кластерами серебра и возбуждает их люминесценцию в видимой области спектра (кривая 4 на рис. 4.51). Полоса люминесценции молекулярных кластеров серебра попадает в спектральную область чувствительности кремниевого фотодиода (кривая 5 на рис. 4.51). Таким образом, двойное спектральное преобразование позволяет преобразовать излучение из узкой области УФ диапазона в широкую область видимого диапазона.

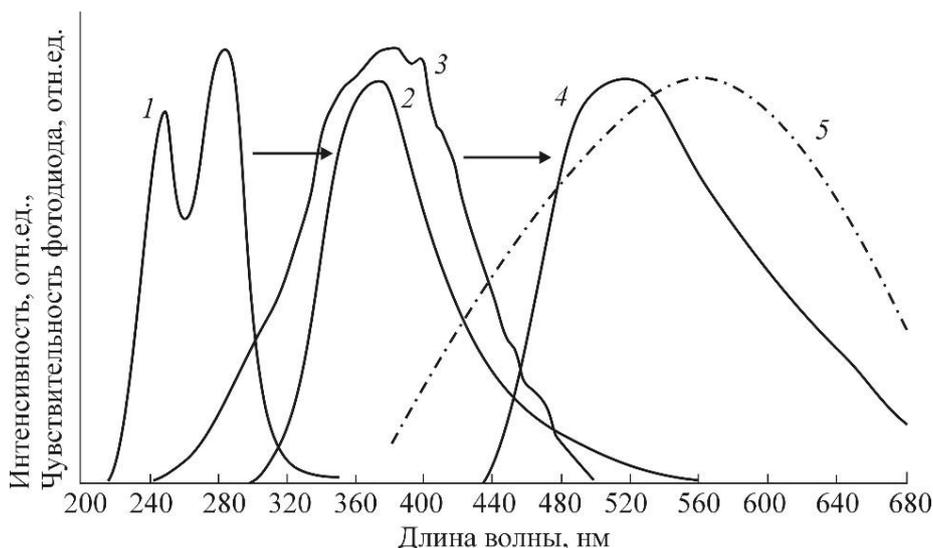


Рисунок 4.51 - Принцип двойного спектрального преобразования в УФ дозиметре

УФ дозиметр с двойным спектральным преобразованием может иметь как волоконную конструкцию, показанную на рис. 4.48, так и пластинчатую. В первом случае отличие заключается в том, что чувствительный элемент состоит из двух отрезков стеклянных волокон, расположенных последовательно. В первом содержатся ионы Sb^{3+} , во втором – нейтральные молекулярные кластеры серебра Ag_n . Второе волокно экранировано от внешней засветки, и между первым и вторым волокнами расположен оптический фильтр, пропускающий только излучение люминесценции ионов сурьмы. Во втором случае датчик состоит из стеклянных пластин, расположенных друг над другом, и матрицы фотодиодов под ними (рис. 4.52).

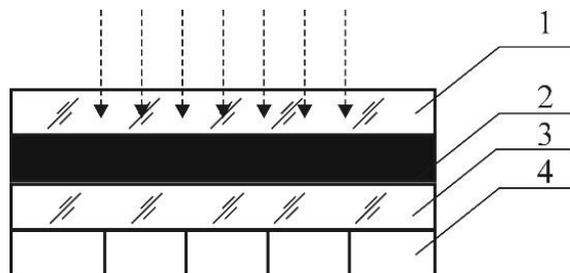


Рисунок 4.52 - Схема макетов пластинчатого УФ дозиметров. 1 – пластина из стекла с ионами сурьмы; 2 – УФ фильтр; 3 – пластина из стекла с молекулярными кластерами серебра; 4 – фотодиоды; 5 – цилиндрическая линза; 6 – отражатель; 7 – передающее волокно

Верхняя стеклянная пластина содержит ионы сурьмы. Под ней расположен оптический фильтр, пропускающий только излучение люминесценции ионов сурьмы. Под ним расположена пластина из стекла, содержащая нейтральные молекулярные кластеры серебра, люминесценцию которых регистрирует матрица фотодиодов.

На рис. 4.53 показаны зависимости сигнала фотодиода от освещенности для пластинчатого и волоконного УФ дозиметра. Источником УФ излучения служила дейтериевая лампа, имеющая максимум интенсивности излучения в спектральном интервале 240 – 300 нм. Максимальная освещенность для каждого макета ограничивалась интервалом линейности характеристики фотодиодов. Из рисунка видно, что сигнал фотодиода линейно зависит от освещенности. Чувствительность пластинчатого дозиметра, определенная из рис. 4.53, составила 1400 мВ/ Вт/м². Чувствительность волоконного дозиметра составила 360 мВ/ Вт/м², то есть в 3.9 раза ниже.

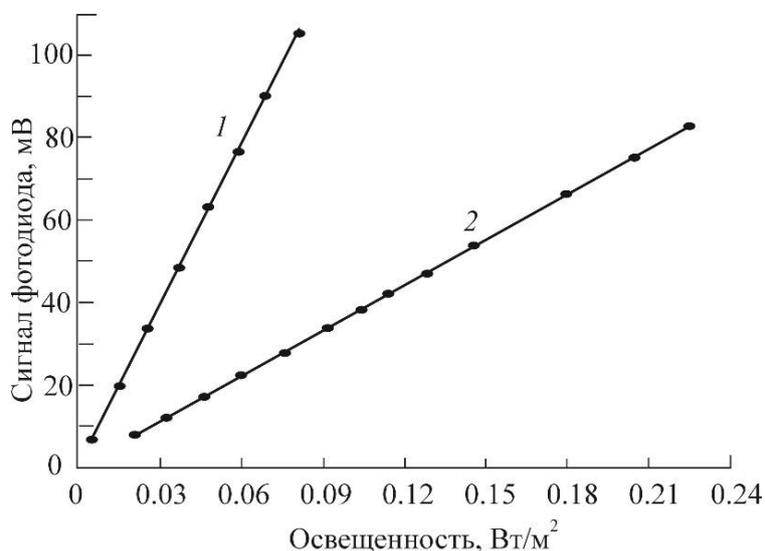


Рисунок 4.53 - Зависимость сигнала фотодиода от освещенности УФ излучением для пластинчатого (1) и волоконного (2) УФ дозиметра. Спектральный интервал 240 – 300 нм

Датчик электрического искрения и разряда

Датчики электрического искрения и разряда весьма востребованы в промышленности и технике. Их необходимо использовать на электростанциях и трансформаторных подстанциях, в химической, нефте, газо- и угледобывающей промышленности и на транспорте. Объясняется это тем, что своевременное обнаружение искрения или разряда позволяет избежать серьезных аварий, пожаров и взрывов. Для детектирования искрения или электрического разряда могут быть использованы обычные полупроводниковые фотодиоды. Однако они чувствительны к электромагнитным помехам, поэтому велика вероятность ложного срабатывания. В случае волоконных датчиков искрения электронная часть датчика может быть удалена от источника помех на значительное расстояние, а также надежно экранирована.

Спектры излучения электрической искры между металлическими контактами и коронного разряда лежат, в основном, в УФ диапазоне и занимают спектральный интервал 240 – 450 нм. Спектры излучения электрической дуги расположены как в УФ, так и в видимом диапазонах. Поэтому для детектирования таких источников излучения могут быть использованы дозиметры УФ излучения, описанные в предыдущем разделе (рис. 4.48). В данном случае необходимо регистрировать УФ излучение в широком спектральном интервале, поэтому в качестве чувствительного элемента может быть использовано волокно из стекла с нейтральными молекулярными кластерами серебра (см. рис. 4.47). Для того, чтобы датчик искрения мог работать при ярком освещении видимым излучением, перед чувствительным элементом необходимо установить оптический фильтр, пропускающий только УФ излучение. Для того, чтобы отсечь засветку датчика непрерывным УФ излучением, например, УФ излучением Солнца, в электронной части датчика следует производить фильтрацию электрического сигнала.

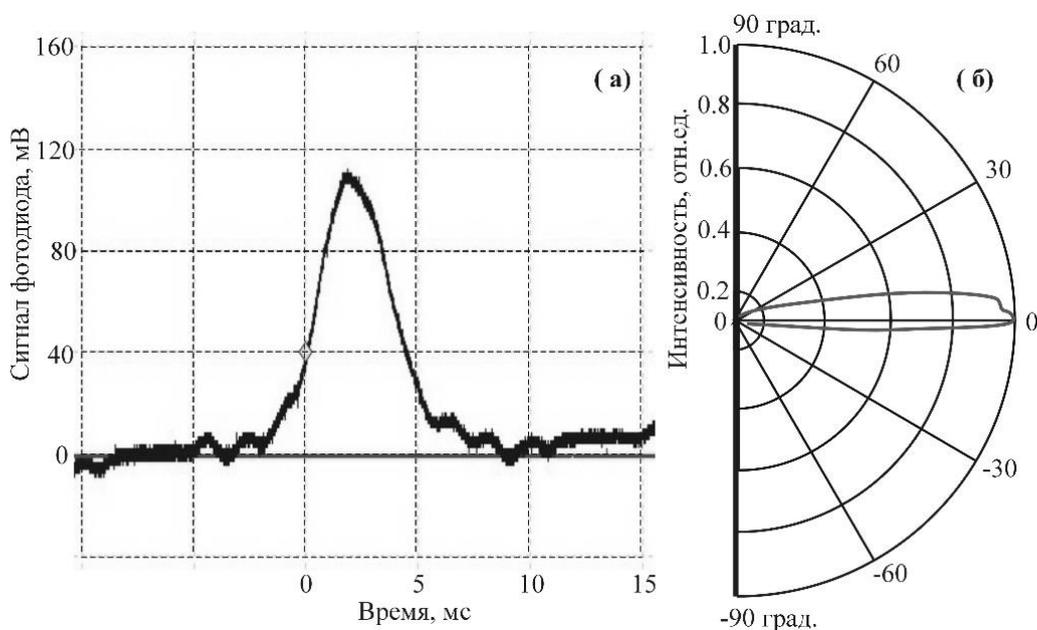


Рисунок 4.54 - а – Осциллограмма сигнала кремниевого фотодиода при регистрации электрической искры с помощью волоконного датчика, конструкция которого показана на рис. 4.49; б – угловая диаграмма направленности датчика искры

На рис. 4.54, показана осциллограмма сигнала кремниевого фотодиода при регистрации электрической искры с помощью волоконного датчика, конструкция которого показана на рис. 4.46. Как видно из рисунка, датчик позволяет надежно регистрировать электрическое искрение.

На рис. 4.54, б показана диаграмма направленности волоконного датчика искры. Из рисунка видно, что угловая ширина диаграммы направленности не превышает 10° . Узкая диаграмма направленности обеспечивается наличием в датчике цилиндрической линзы. Это дает возможность с высокой точностью регистрировать пространственное положение электрической искры.

5 Датчики на основе комбинационного (рамановского) рассеяния

Комбинационное (рамановское) рассеяние является мощным инструментом анализа химического состава, структуры и других свойств твердых, жидких и газообразных материалов [34]. Данный метод позволяет определять наличие примесей в веществах, в том числе, в малых объемах.

Комбинационное рассеяние заключается в том, что при облучении молекул узкополосным излучением с определенной частотой в спектре рассеянного излучения появляются спектральные полосы на других частотах. Анализ спектров рассеянного света позволяет получить важную информацию о характеристиках этих молекул. Рассмотрим причины возникновения комбинационного рассеяния.

Исходно большинство молекул энергетически находятся в невозбужденном, стабильном, состоянии на основном (нижнем) уровне (рис. 5.1).

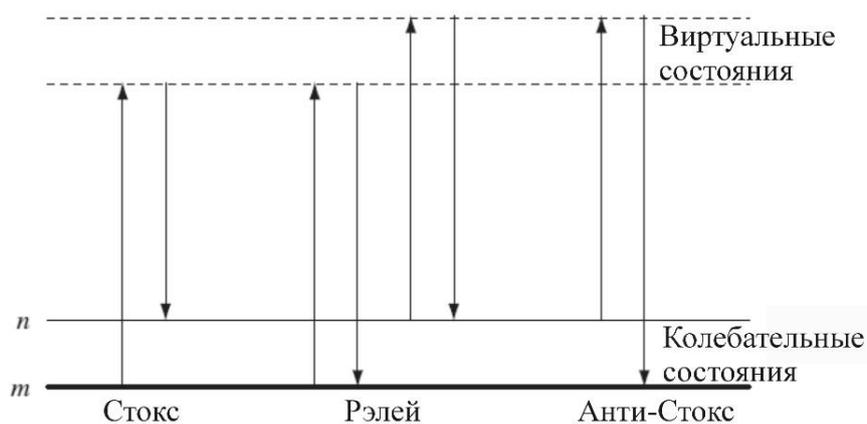


Рисунок 5.1 - Диаграмма энергетических состояний молекулы

При облучении молекул узкополосным лазерным излучением, в результате поляризации химических групп молекул, происходит увеличение энергии молекулы и ее переход в нестабильное (виртуальное) состояние. При этом в энергетическом спектре молекулы возникают виртуальные энергетические уровни. Время жизни молекулы в виртуальном состоянии очень мало, и практически сразу она возвращается (релаксирует) в основное состояние. Избыточная энергия при этом излучается в виде фотона рассеянного излучения. Если молекула возвращается на то же состояние, с которого она была возбуждена, фотон имеет ту же энергию, что и возбудивший молекулу фотон. Такое рассеяние называется рэлеевским рассеянием (упругим рассеянием). Если молекула релаксирует на один из колебательных уровней основного состояния, то энергия рассеянного фотона будет меньше, чем энергия возбуждающего фотона. Такое рассеяние называется стоксовым рамановским рассеянием (неупругим рассеянием). В результате в спектре рассеянного излучения появится полоса, соответствующая меньшей энергии фотонов и меньшей частоте излучения. Однако часть молекул исходно может

находиться в возбужденном колебательном состоянии, например, получая энергию за счет тепловых колебаний. В этом случае релаксация молекулы из виртуального состояния может произойти на основной энергетический уровень. При этом фотон рассеянного излучения будет иметь большую энергию, чем фотон возбуждающего излучения. В результате в спектре рассеянного излучения появляются полосы, соответствующее излучению с более высокой частотой, чем частота возбуждающего излучения. Такое рассеянное излучение называется анти-стоксовым рамановским рассеянием.

В сложных молекулах, состоящих из трех или более атомов, колебания атомов могут происходить по двум или трем координатам, в зависимости от структуры молекулы. Колебания могут происходить как в поперечном, так и продольном направлениях. Такие колебания называются колебательными модами. На рис. 5.2 показаны колебательные моды молекул воды и углекислого газа. Тип колебаний и их свойства зависят от внешних воздействий (например, температуры) и от окружения молекул.

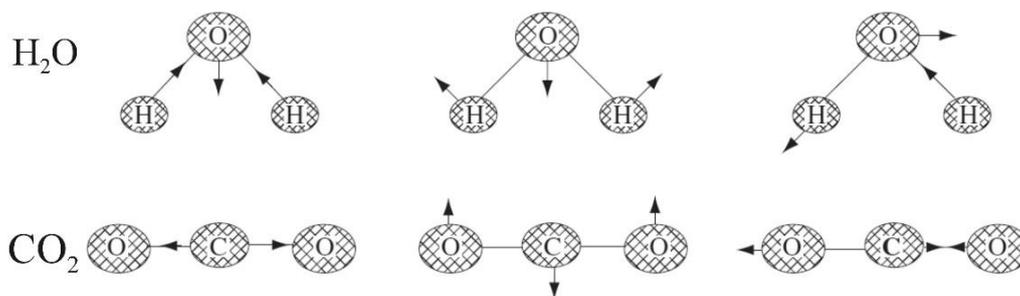


Рисунок 5.2 - Колебательные моды молекул воды и углекислого газа

Наличие у сложных молекул набора колебательных мод приводит к появлению на спектре рамановского рассеяния набора спектральных полос рассеянного излучения. Пример такого спектра схематично показан на рис. 5.3. Анализ этих полос позволяет получить подробную информацию о свойствах исследуемых молекул. В частности, с помощью метода комбинационного рассеяния детектируют и исследуют сложные биологические молекулы, такие как аминокислоты, ДНК, пептиды, нуклеиновые кислоты, флавины и надмолекулярные комплексы.

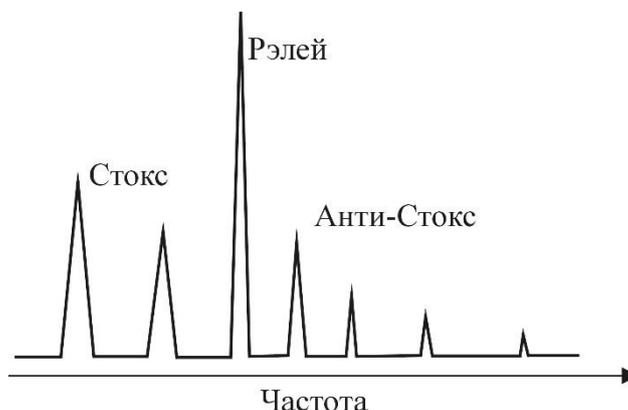


Рисунок 5.3 - Вид спектра комбинационного (рамановского) рассеяния

Оптическая схема рамановского спектрометра показана на рис. 5.4. Спектрометр состоит из источника узкополосного излучения (лазера). Исследуемый образец помещают в лазерный луч, а рассеянное образцом излучение с помощью оптической системы собирают на дифракционную решетку. В результате дифракции рассеянное излучение разлагается в спектр, который регистрируют с помощью линейки ПЗС приемников или фотоумножителя. Часто рамановский спектрометр совмещают с микроскопом. Это позволяет проводить анализ микрообластей образца. Существует также большое разнообразие волоконных рамановских спектрометров.

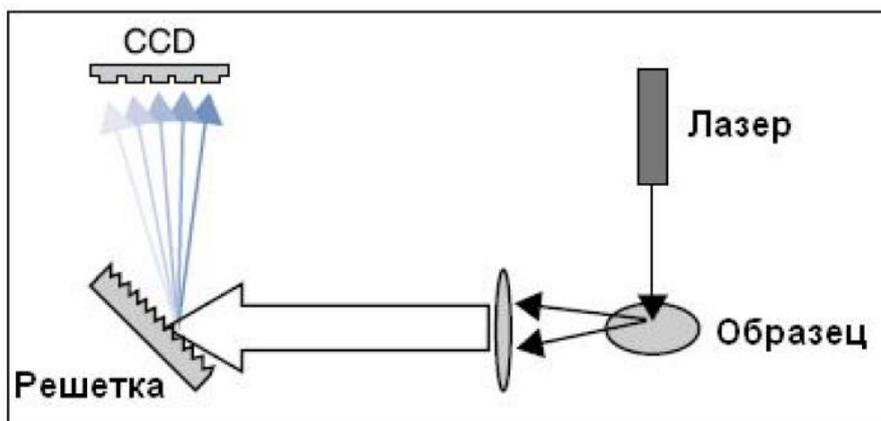


Рисунок 5.4 - Оптическая схема рамановского спектрометра

Рамановскую спектроскопию обычно разделяют на высокочастотную и низкочастотную. Рассмотрим особенности каждой из них.

Высокочастотная рамановская спектроскопия

К высокочастотной рамановской спектроскопии относят спектры с рамановскими сдвигами в диапазоне частот $100 - 5000 \text{ см}^{-1}$. Как правило, в этой области находятся колебательные спектры большинства сложных молекул. Рассмотрим участки высокочастотных рамановских спектров молекул воды и углекислого газа. На рис. 5.5 показана часть рамановского спектра молекул воды на поверхности кремниевой подложки в диапазоне частот $2800 - 3800 \text{ см}^{-1}$ [35]. Из рисунка видно, что в данной области частот находятся две широкие перекрывающиеся полосы с максимумами на частотах 3200 и 3400 см^{-1} . Анализ показывает, что они соответствуют симметричным и антисимметричным колебательным модам растяжения группы ОН в молекулярном кластере воды $(\text{H}_2\text{O})_n$. Таким образом, высокочастотная рамановская спектроскопия позволяет не только изучать отдельные молекулы, но и регистрировать кластерообразование.

Представляет практический интерес сильная температурная зависимость первой полосы в относительно узком диапазоне температур. Данный эффект может быть использован при разработке волоконных датчиков температур.

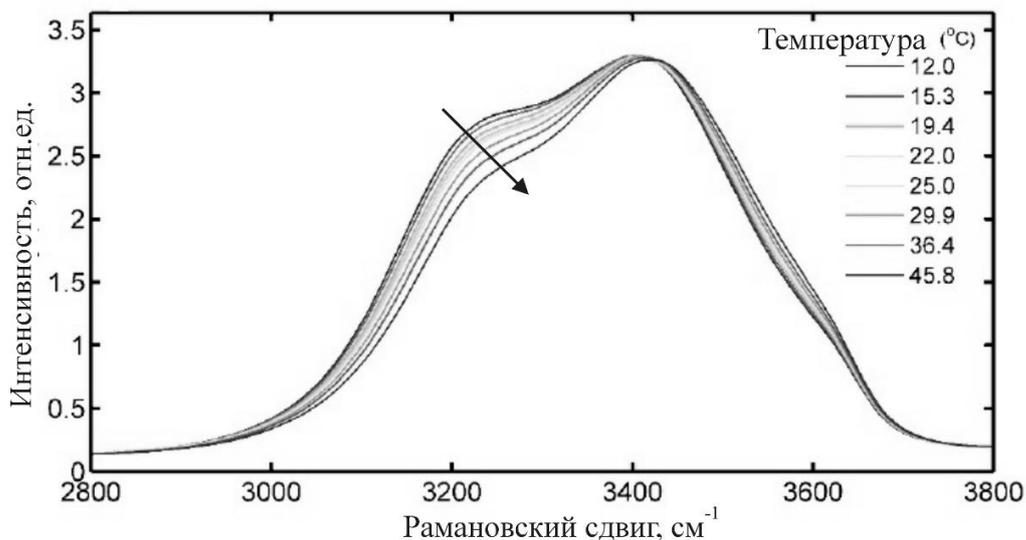


Рисунок 5.5 - Часть рамановского спектра молекул воды на поверхности кремниевой подложки при разных температурах. Стрелка указывает на увеличение температуры

На рис. 5.6 показана часть рамановского спектра молекул CO_2 , находящихся в нанопористом стекле под давлением, а также разложение рамановского спектра на гауссианы [36].

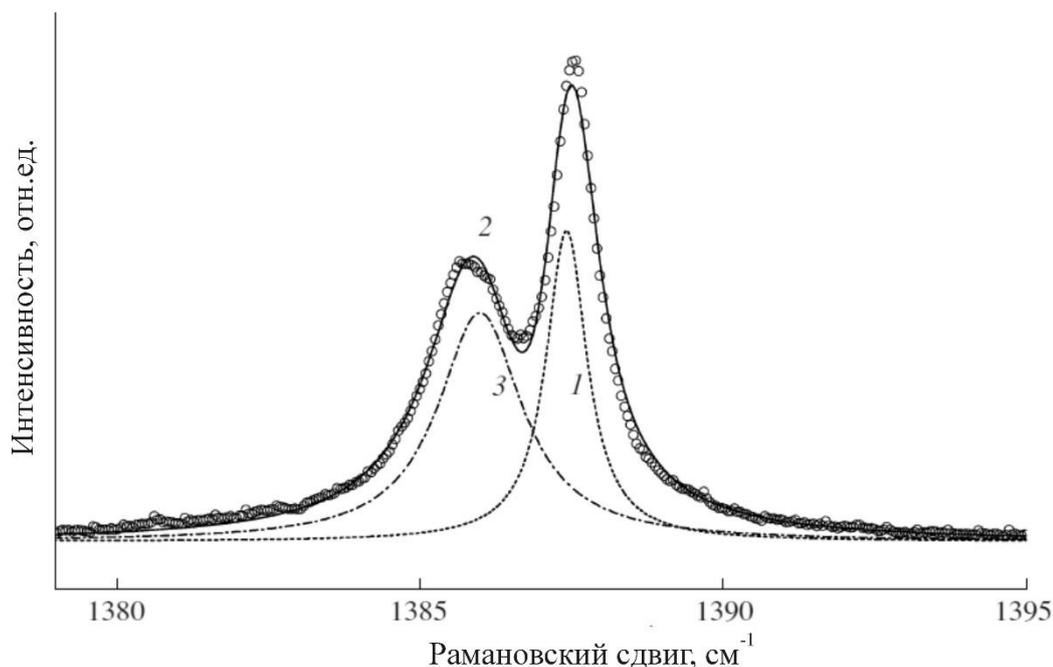


Рисунок 5.6 - 1 – часть рамановского спектра молекул CO_2 , находящихся в нанопористом стекле под давлением (кривая 2). 1 и 3 – разложение рамановского спектра на гауссианы

Из рисунка видно, что в интервале частот $1380 - 1395 \text{ см}^{-1}$ находятся две узкие перекрывающиеся полосы с максимумами на частотах 1386 и 1388 см^{-1} . Анализ, проведенный в работе [36], показывает, что низкочастотная полоса (кривая 3) соответствует колебательным переходам в газообразном состоянии CO_2 , а высокочастотная (кривая 1) – колебательным переходам в CO_2 , находящемся в состоянии, подобном жидкости.

Таким образом, высокочастотная рамановская спектроскопия позволяет определять структуру молекул, регистрировать их группировку в молекулярные кластеры, агрегатное состояние вещества, его температуру и ряд других характеристик.

Низкочастотная рамановская спектроскопия

К низкочастотной рамановской спектроскопии относят спектры с рамановскими сдвигами в диапазоне частот $5 - 100 \text{ см}^{-1}$. Анализ низкочастотных рамановских спектров позволяет получить информацию о свойствах и составе разупорядоченных сред, а также о характеристиках наночастиц. На рис. 5.7 показан низкочастотный рамановский спектр боратного стекла. Из рисунка видно, что по обе стороны полосы рэлеевского рассеяния ($\nu = 0 \text{ см}^{-1}$) расположены две широкие полосы с максимумами на $\nu = \pm 65 \text{ см}^{-1}$. Это так называемые «бозонные» пики, характерные для разупорядоченных сред. Название «бозонный» пик связано с тем, что его спектральное положение и форма определяются плотностью локализованных колебательных состояний, которые, в свою очередь, описываются уравнением Бозе-Эйнштейна. Положение и форма «бозонного» пика зависят от состава разупорядоченной среды и присутствия в ней примесей.

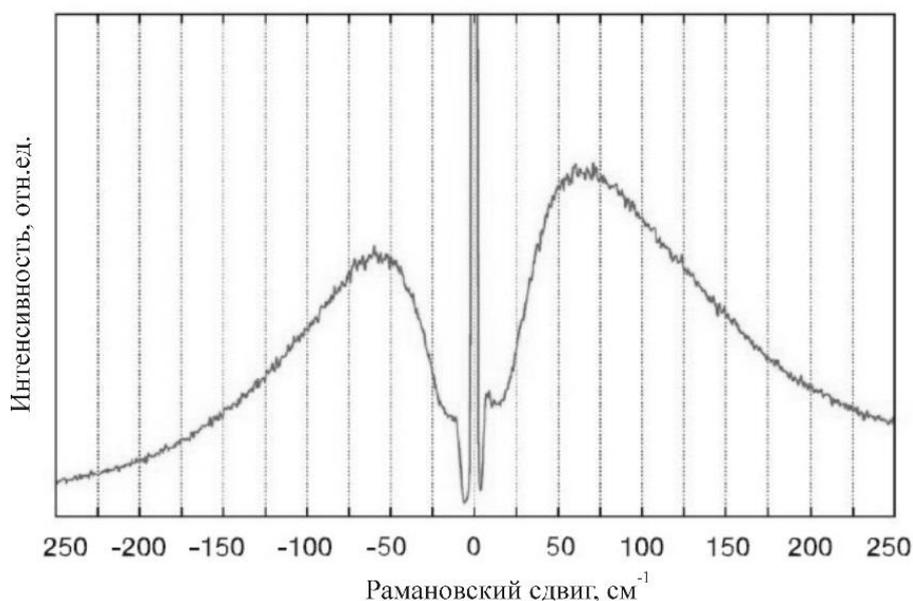


Рисунок 5.7 - Низкочастотный рамановский спектр боросиликатного стекла

Анализ низкочастотных рамановских спектров позволяет регистрировать наличие наночастиц в газах, жидкостях и прозрачных твердых телах, а также определять характеристики этих наночастиц. На рис. 5.8 показаны низкочастотные рамановские спектры силикатного стекла с наночастицами серебра для разной толщины удаленного поверхностного слоя [37]. Серебро было введено в приповерхностный слой стекла методом ионного обмена. Из рисунка видно, что на частоте 32 см^{-1} расположена полоса рамановского

рассеяния, амплитуда которой уменьшается по мере увеличения толщины удаленного слоя стекла. Эта полоса связана с акустическими колебательными модами наночастиц серебра, присутствующими в приповерхностном слое стекла, а ее амплитуда характеризует концентрацию наночастиц.

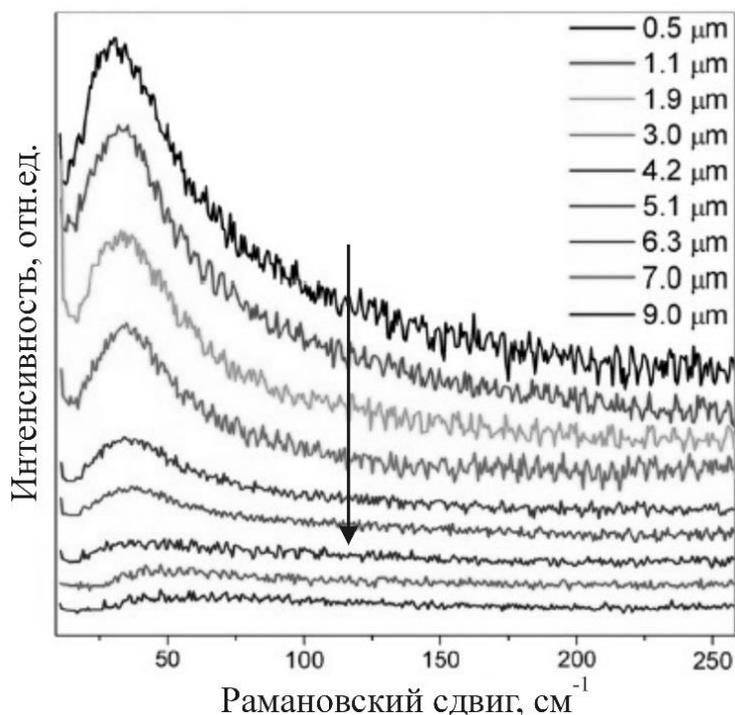


Рисунок 5.8 - Низкочастотные рамановские спектры силикатного стекла с наночастицами серебра для разной толщины удаленного поверхностного слоя. Стрелка указывает увеличение толщины удаленного слоя

Для сферических наночастиц частота ω_0 , соответствующая максимуму полосы, связана с диаметром наночастиц следующим выражением:

$$d = 0.85 \frac{v_t}{\omega_0 c}.$$

где v_t – поперечная скорость звука в материале наночастиц (для серебра $v_t = 1660$ м/с); c – скорость света в вакууме. Данное выражение позволяет определить размер наночастиц серебра в стекле, который составляет 1.5 нм.

Таким образом, низкочастотная рамановская спектроскопия позволяет анализировать состав разупорядоченных сред, определять присутствие в них примесей, а также регистрировать наличие наночастиц в газах, жидкостях и прозрачных твердых телах и определять характеристики этих наночастиц.

Рамановская спектроскопия с рассеянием, усиленным поверхностью (SERS)

Рамановское рассеяние является важным инструментом для детектирования и анализа молекул и биологических объектов. Однако интенсивность рамановского рассеяния очень мала, что затрудняет проведение

измерений. Так, отношение интенсивности стоксовой компоненты рассеяния к интенсивности возбуждающего излучения $I_{ст}/I_0 = 10^{-6}$, то есть рамановское рассеяние, является очень слабым эффектом. Для сравнения, такое же отношение для рэлеевского рассеяния равно 10^{-3} . Однако существует гигантское комбинационное рассеяние, при котором интенсивность рассеянного излучения может увеличиваться на несколько порядков. Оно может быть вызвано несколькими эффектами. Но, как правило, для усиления рамановского рассеяния используют локальное усиление амплитуды поля электромагнитной волны при плазмонном резонансе в металлических наночастицах, а также при возбуждении поверхностных плазмонов в металлических наноструктурах. Рассмотрим некоторые из таких эффектов.

Молекулу можно рассматривать как электрический диполь, колебания которого под воздействием падающей электромагнитной волны приводят к переизлучению и появлению рассеянного излучения. В этом случае интенсивность рассеянного излучения определяется дипольным моментом молекулы d :

$$d \sim \alpha_0 E_0 \sin(\omega t) + \alpha_{рам} E_0 \sin(\omega t \pm \Omega t),$$

где α_0 – электронная поляризуемость молекулы, отвечающая за рэлеевское рассеяние; $\alpha_{рам}$ – рамановская поляризуемость, $\alpha_{рам} = Q \cdot \partial \alpha_0 / \partial Q$ (Q – амплитуда внутримолекулярных колебаний); E_0 и ω – амплитуда и частота возбуждающего излучения; Ω – частота внутримолекулярных колебаний атомов.

Интенсивность рамановского рассеяния в расчете на одну молекулу пропорциональна квадрату дипольного момента на стоксовой частоте. В случае локального усиления амплитуды поля электромагнитной волны выражение для интенсивности имеет вид

$$I \sim E^2 \sim d^2 = \alpha_{рам}^2 g_{ст}^2 g_L^2 E_0^2 \approx g_L^4 \alpha_{рам}^2 E_0^2,$$

где g_L – коэффициент локального усиления амплитуды поля возбуждающего излучения, $g_{ст}$ – коэффициент локального усиления поля рассеянного (стоксова) излучения. Так как частоты возбуждающего излучения и стоксова излучения отличаются незначительно, то приближенно можно считать, что $g_L \approx g_{ст} = g$. Таким образом, интенсивность рамановского рассеяния пропорциональна квадрату амплитуды возбуждающего излучения и четвертой степени локального усиления амплитуды поля.

Усиление рамановского рассеяния при плазмонном резонансе в металлических наночастицах

Известно, что в металлических наночастицах на частотах, меньших плазменной, могут возникать плазмонные резонансы, сопровождающиеся увеличением поглощения, рассеяния и локальным усилением амплитуды поля

электромагнитной волны (см. п. 3, а также [6, 7]). Последний эффект иллюстрирует рис. 5.9.

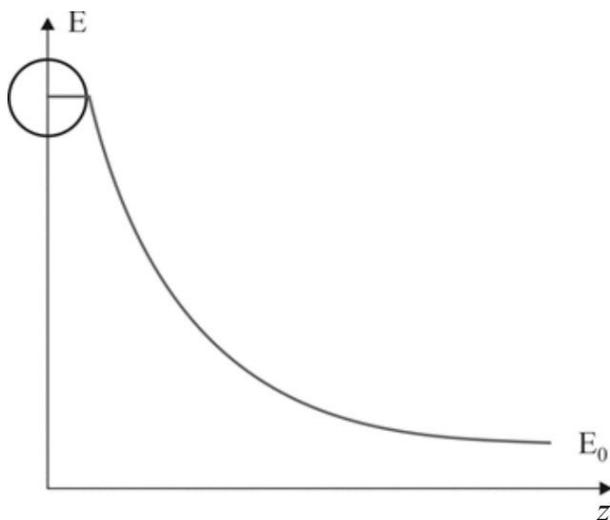


Рисунок 5.9 - Распределение амплитуды поля электромагнитной волны вблизи сферической металлической наночастицы при плазмонном резонансе

Для сферической металлической наночастицы в дипольном приближении локальное усиление поля равно

$$g = \frac{\epsilon_p - \epsilon_h}{\epsilon_p + 2\epsilon_h},$$

где ϵ_p – диэлектрическая проницаемость наночастицы; ϵ_h – диэлектрическая проницаемость окружающей среды. При плазмонном резонансе выполняется условие

$$\text{Re}(\epsilon_p + 2\epsilon_h) = 0.$$

Выполнение этого условия возможно благодаря тому, что у металлов для частот ниже плазменной частоты $\text{Re}(\epsilon_p) < 0$. Очевидно, что при выполнении данного условия происходит увеличение локального усиления поля. Однако величина этого усиления невелика и составляет $g = 5 - 10$, в зависимости от формы, размера и диэлектрической проницаемости наночастицы.

Усиление рамановского рассеяния на шероховатой поверхности металла

Известно, что объемная электромагнитная волна с частотой ниже плазменной частоты металла, падающая на шероховатую поверхность металла, возбуждает на ней поверхностную электромагнитную волну, связанную с поверхностными плазмонами металла (рис. 5.10). При этом происходит концентрация энергии электромагнитной волны в тонком слое вблизи поверхности металла. Данный эффект сопровождается усилением амплитуды

поля волны вблизи поверхности. Усиление при этом, как правило, составляет $g = 3 - 5$.

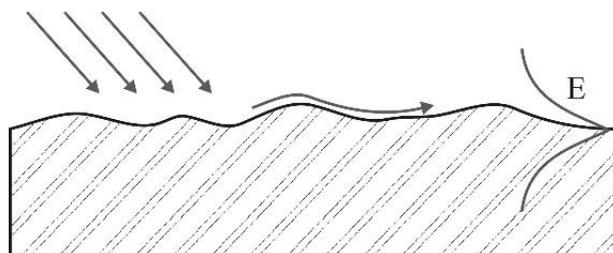


Рисунок 5.10 - Формирование поверхностной электромагнитной волны на шероховатой поверхности металла

Усиление рамановского рассеяния плазмонными нанополосками

Плазмонные нанополоски представляют собой резонансные металлические наноструктуры, свойства которых во многом аналогичны свойствам антенн радиочастотного диапазона. Так как они обладают резонансами, то на резонансных частотах в них происходит накопление энергии электромагнитной волны. Очевидно, что это сопровождается локальным усилением амплитуды поля волны. На рис. 5.11 показано распределение поля в нанополоске, представляющей собой две наноразмерные полоски металла [6].

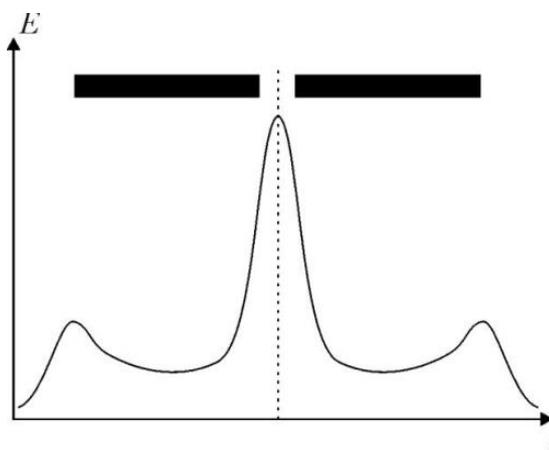


Рисунок 5.11 - Распределение амплитуды поля электромагнитной волны в плазмонной полосковой нанополоске. В верхней части рисунка – геометрия нанополоски

Из рисунка видно, что амплитуда поля незначительно возрастает на внешних торцах полосок и существенно увеличивается в зазоре между ними. Усиление поля в полосковой нанополоске, в зависимости от ее геометрии, может составлять $g = 50 - 100$.

Другая геометрия нанополоски показана на вставке в рис. 5.12. Нанополоска представляет собой три металлических сферы или диска, диаметр которых последовательно уменьшается. При этом происходит увеличение концентрации энергии электромагнитной волны по мере приближения к сфере/диску с минимальным диаметром. Из рис. 5.12 видно, что усиление амплитуды поля при этом может превышать 1000.

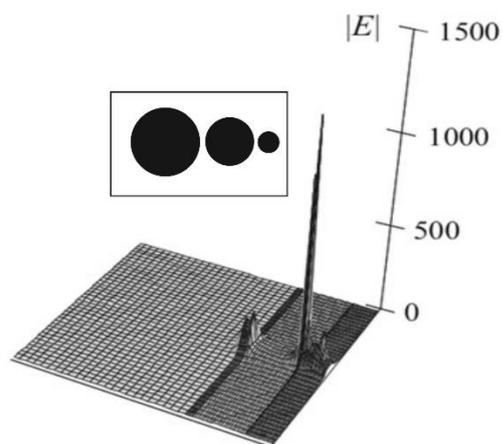


Рисунок 5.12 - Распределение амплитуды поля электромагнитной волны в плазмонной наноантенне. На вставке – геометрия наноантенны

Усиление рамановского рассеяния фрактальными плазмонными наноструктурами

Фрактальные наноструктуры представляют собой двумерные или трехмерные группы нанообъектов, имеющих разную форму и размеры и расположенных хаотически. В металлических фрактальных наноструктурах, как и на шероховатой поверхности металла, на частотах ниже плазменной частоты металла могут возбуждаться поверхностные электромагнитные волны. Однако, в отличие от металлических поверхностей, где усиление поля относительно невелико, во фрактальных наноструктурах случайным образом могут возникать «горячие точки», в которых происходит резкая концентрация энергии электромагнитной волны. На рис. 5.13 показаны компьютерно-синтезированная металлическая фрактальная наноструктура и расчетное распределение интенсивности электромагнитной волны в ней [38]. Из рисунка видно, что в такой наноструктуре наблюдается целый ряд «горячих точек», расположенных хаотически и имеющих различную интенсивность поля. Наибольшая интенсивность поля (а значит, и усиление интенсивности) превышает 6000.

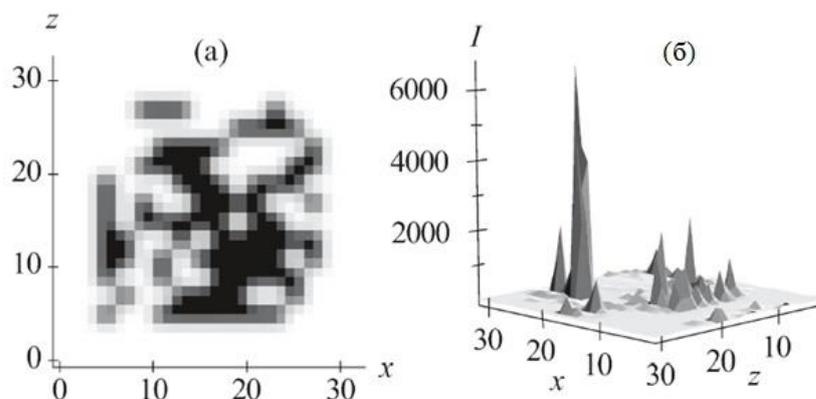


Рисунок 5.13 - а – компьютерно-синтезированная металлическая фрактальная наноструктура; б – расчетное распределение интенсивности электромагнитной волны в синтезированной наноструктуре

Металлические фрактальные наноструктуры можно изготавливать, задавая их геометрию специально, либо они могут формироваться путем самоорганизации металлических наночастиц или нанонитей. На рис. 5.14 показана фрактальная структура серебра в нанопористом стекле с наночастицами серебра, возникшая при воздействии на стекло электрического поля [39].

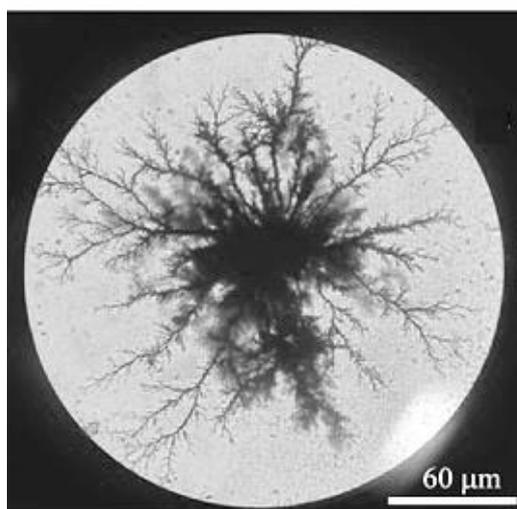


Рисунок 5.14 - Фрактальная микроструктура из серебра, синтезированная в нанопористом стекле

Из рисунка видно, что она состоит из микродендритов, расположенных хаотически. В свою очередь, каждый микродендрит состоит из серебряных нанонитей, заполняющих нанопоры стекла. Очевидно, что в такой фрактальной структуре должны возникать «горячие точки». Для проверки этого нанопористое стекло с серебряной фрактальной микроструктурой было заполнено раствором органического красителя родамина 6G, и были измерены рамановские спектры вдали от фрактальной микроструктуры и внутри нее.

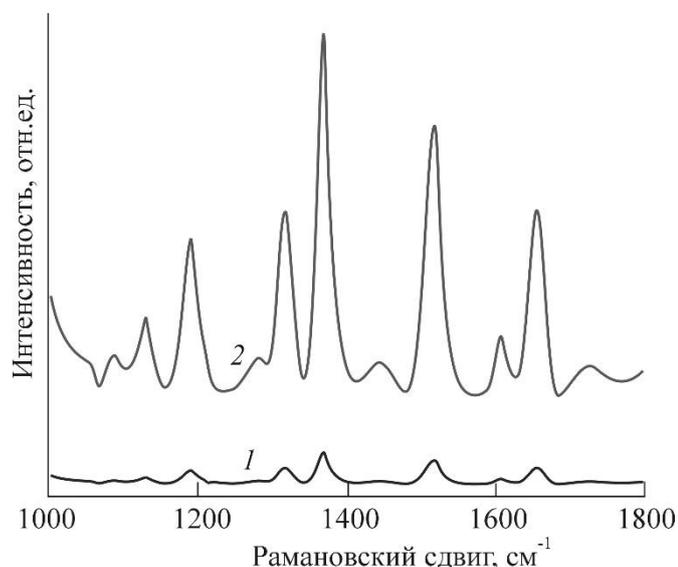


Рисунок 5.15 - Спектры рамановского рассеяния родамина 6G в нанопористом стекле вдали от фрактальной структуры из серебра (1) и внутри нее (2)

Как видно из рис. 5.15, внутри серебряной фрактальной микроструктуры происходит усиление рамановского рассеяния, что подтверждает наличие в ней «горячих точек».

Следует отметить, что рамановская спектроскопия в настоящее время интенсивно развивается и появляются новые ее разделы, например, нелинейная рамановская спектроскопия, рамановская спектроскопия с временным разрешением и др. [40]. Это позволяет увеличить чувствительность и функциональные возможности данного метода. Большое внимание также уделяется миниатюризации рамановских спектрометров, что расширяет возможности их сенсорного применения. В качестве примера на рис. 5.16 показан миниатюрный волоконный рамановский спектрометр фирмы Ocean Optics.



Рисунок 5.16 - Миниатюрный волоконный рамановский спектрометр фирмы Ocean Optics

Заключение

Таким образом, сенсорная фотоника охватывает такие научно-технические области, как физические эффекты, которые можно использовать для преобразования неоптических сигналов в оптические, области применения оптических датчиков, принципы их конструирования и пути улучшения их характеристик. Наиболее распространенными среди оптических датчиков являются волноводные и волоконные датчики и сенсоры. В основе их функционирования лежат электрооптические, магнитооптические, электрострикционные, термооптические, люминесцентные, резонансные и другие эффекты. В качестве чувствительных элементов в них используют функциональные стекла со специальными оптическими свойствами, волоконные и волноводные резонаторы и интерферометры. С помощью оптических датчиков можно регистрировать и измерять такие физические величины, как температура, давление, скорость, сила, перемещение, доза облучения, показатель преломления, наличие токсичных примесей и другие.

Сенсорная фотоника в настоящее время интенсивно развивается. Появляются новые типы датчиков, основанные на новых физических принципах. В то же время продолжается модернизация известных типов датчиков с целью улучшения их характеристик.

Список литературы

1. *А.И. Сидоров*, Основы фотоники: физические принципы и методы преобразование оптических сигналов в устройствах фотоники. Учебное пособие. -СПб: Университет ИТМО, 2014, 150 с.
2. Волоконно-оптические датчики. Под ред. Э. Удда. М.: Техносфера. 2008, -520 с.
3. *М.Ф. Панов, А.В. Соломонов, Ю. В. Филатов*, Физические основы интегральной оптики, - М.: Академия, 2010, 432 с.
4. *О.Н. Ермаков*, Прикладная оптоэлектроника, -М.: Техносфера. 2004, -414 с.
5. *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. -М.: Мир, 1984. - 512 с.
6. *А.И. Сидоров, Н.В. Никоноров*, Нанопластика и наноплазмоника. Учебное пособие. СПб: Университет ИТМО, 2014, 108 с.
7. *В.В. Климов*, Наноплазмоника, -М.: Физматлит, 2009. - 458 с.
8. *А.И. Сидоров*, Молекулярные кластеры металлов и полупроводников: синтез, свойства, применение. Учеб. пособие. – СПб: Университет ИТМО, 2018. – 97 с.
9. *F. Marignetti, E. de Santis, S. Avino, G. Tomassi, A. Giorgini, P. Malara, P. de Natale, G. Gagliardi*, Fiber Bragg Grating Sensor for Electric Field Measurement in the End Windings of High-Voltage Electric Machines // IEEE Trans. on Industr. Electron., 2016, V. 63, 2796-2802.
10. *L. V. Nguyen, D. Hwang, S. Moon, D. S. Moon, Y. Chung*, High temperature fiber sensor with high sensitivity based on core diameter mismatch // Opt. Expr. 2008, V. 16, 11369-11375.
11. *E. Chehura, S. W. James, R. P. Tatam*, Temperature and strain discrimination using a single tilted fibre Bragg grating // Opt. Comm. 275 (2007) 344–347
12. *V. D. Dubrovin, A. I. Ignatiev, N. V. Nikonorov, A. I. Sidorov, T. A. Shakhverdov, D. S. Agafonova*. Luminescence of silver molecular clusters in photo-thermo-refractive glasses // Opt. Mater. 36 (2014) 753–759
13. *S. W. Allison, G. T. Gillies*, Remote thermometry with thermographic phosphors: Instrumentation and applications // Rev. Sci. Instrum. 1997, V. 68, 2615-2650.
14. *Агафонова Д.С., Колобкова Е.В., Сидоров А.И.* Температурные зависимости интенсивности люминесценции оптических волокон из оксифторидного стекла с квантовыми точками CdS и CdS_xSe_{1-x} // ПЖТФ. 2013. Т.39. В.14. 8-16.
15. *A. N. Babkina, N. V. Nikonorov, T. A. Shakhverdov, P. S. Shirshnev, A. I. Sidorov* Luminescent thermochromism in potassium-alumina-borate glass with copper-containing molecular clusters at elevated temperatures // Opt. Mater. 2014, V. 36, 773–777.
16. *А.Н. Бабкина, А.И. Сидоров, П.С. Ширшнев.* Люминесцентные свойства калиево-алюмоборатных стекол с ионами Cu (I) при криогенных температурах // Опт. Спектр. 2014. Т. 116. 638-640.
17. *Y. Wu, Y.-J. Rao, Y.-H. Chen, Y. Gong*, Miniature fiber-optic temperature sensors based on silica/polymer microfiber knot resonators // Opt. Expr. 2009 V. 17, 18142-18147.
18. *K. Schroeder, W. Ecke, R. Mueller, R. Willdch, A. Andreev*, Fiber Bragg grating refractometer // Measur. Sci. Technol. 2001, V. 12, 757-764.
19. *X. Guo, L. Tong*, Supported microfiber loops for optical sensing // Opt. Expr. 2008 V. 16, 14429-14434
20. *N. Kinrot, M. Nathan*, Investigation of a Periodically Segmented Waveguide Fabry–Pérot Interferometer for Use as a Chemical/Biosensor // J. Lightwave Technol., 2006, V. 24, 2139-2145
21. *Егоров В.И., Звягин И.В., Карпенко Е.Д., Клюкин Д.А., Сидоров А.И.* Оптимизация параметров наноструктур «металл-диэлектрик» для сенсорных применений // Н.-Т. Вестник ИТМО. 2014. № 4. 68-73.
22. *Anuj K. Sharma, Rajan, B.D. Gupta*, Influence of dopants on the performance of a fiber optic surface plasmon resonance sensor // Opt. Comm. 2007, V. 274, 320–326.

23. *J. Ferreira, M. J. L. Santos, M. M. Rahman, A. G. Brolo, R. Gordon, D. Sinton, E. M. Girotto*, Attomolar Protein Detection Using in-Hole Surface Plasmon Resonance // *J. Am. Chem. Soc.* 2009, V. 131, 436–437.
24. *G.-D. Kim, G.-S. Son, H.-S. Lee, K.-D. Kim, S.-S. Lee*, Refractometric sensor utilizing a vertically coupled polymeric microdisk resonator incorporating a high refractive index overlay // *Opt. Lett.* 2009, V. 34, 1048-1050.
25. *C. Monat, P. Domachuk, B. J. Eggleton*, Integrated optofluidics: A new river of light // *Nature Phot.*, 2007, V. 1, 106-114.
26. *D. Donlagic, E. Cibula*, All-fiber high-sensitivity pressure sensor with SiO₂ diaphragm, // *Opt. Lett.* 2005, V. 30, 2071-2073.
27. *K. K. Chin, Y. Sun, G. Feng, G. E. Georgiou, K. Guo, E. Niver, H. Roman, K. Noe*, Fabry–Perot diaphragm fiber-optic sensor // *Appl. Opt.*, 2007, V. 46, 7614-7619.
28. *T. Ioppolo, M. V. Ötügen*, Pressure tuning of whispering gallery mode resonators // *J. Opt. Soc. Am. B*, 2007, V. 24, 2721-2726
29. *N. Q. Nguyen, N. Gupta*, Power modulation based fiber-optic loop-sensor having a dual measurement range // *J. Appl. Phys.*, 2009, V. 106, 033502.
30. *L. Shang, S. Dong, G. U. Nienhaus*, Ultra-small fluorescent metal nanoclusters: Synthesis and biological applications // *Nano Today* 2011, V. 6, 401-418
31. *A. Mathew, T. Pradeep*, Noble Metal Clusters: Applications in Energy, Environment, and Biology // *Particle. Part. Syst. Charact.* 2014, 1-37.
32. *D. S. Agafonova, E. V. Kolobkova, A. I. Ignatiev, N. V. Nikonorov, T. A. Shakhverdov, P. S. Shirshnev, A. I. Sidorov, V. N. Vasiliev*, Luminescent glass fiber sensors for ultraviolet radiation detection by the spectral conversion // *Opt. Eng.* 2015, V.54, 117107.
33. *Д.И. Чернаков, А.И. Сидоров*. Дозиметр УФ излучения с двойным спектральным преобразованием // *Опт. и Спектр.* 2017. Т. 122, №3, С. 76-80.
34. *E. Smith, G. Dent*, *Modern Raman spectroscopy: a practical approach*, John Wiley & Sons, Inc., USA, 2005.
35. *C. P. Artlett, H. M. Pask*, Optical remote sensing of water temperature using Raman spectroscopy // *Opt. Expt.* 2015, V. 23, 31844-31856
36. *V. G. Arakcheev, A. A. Valeev, V. B. Morozov, A. N. Olenin*, CARS Diagnostics of Molecular Media under Nanoporous Confinement // *Laser Physics*, 2008, V. 18, 1451–1458.
37. *A. Quaranta, E. Cattaruzza, F. Gonella, A. Rahmanc, G. Mariotto*, Cross-sectional Raman micro-spectroscopy study of silver nanoparticles in soda–lime glasses // *J. of Non-Cryst. Sol.* 2014, V. 401, 219–223.
38. *Surface-Enhanced Raman Scattering: Physics and Applications*, K. Kneipp, M. Moskovits, H. Kneipp (eds.), Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2006).
39. *A. S. Pshenova, A. I. Sidorov, T. V. Antropova, A.V. Nashchekin*, Luminescence enhancement and SERS by silver nano- and microdendrites in nanoporous silicate glasses// *Plasmonics.* 2018, № 4, .
40. *Handbook of Vibrational Spectroscopy*, J. Chalmers and P. Griffiths (eds), V. 1 and 2, New York: John Wiley & Sons, Inc., 2001.

Сидоров Александр Иванович

Сенсорная фотоника
Учебное пособие

В авторской редакции
Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО
Зав. РИО
Подписано к печати
Заказ №
Тираж
Отпечатано на ризографе

Н.Ф. Гусарова

50

Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49