

УДК 621.37/39

А. Х. СУЛТАНОВ, И. Л. ВИНОГРАДОВА, А. И. САЛИХОВ

**НЕЛИНЕЙНЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ
(NOS)**

Рассмотрено поведение прозрачной деформированной среды в поле световой волны высокой интенсивности. Для получения оптических характеристик наноструктурного материала реализована схема интерферометра Маха–Цандера на волоконно-оптических компонентах. Результаты эксперимента выявили изменение нелинейного характера изменения показателя преломления деформированной среды. Опираясь на полученные экспериментальные результаты разработаны две модели реализации оптического переключателя светового сигнала без оптоэлектронного преобразования. Полностью *оптические сети связи; нелинейный оптический переключатель; прозрачная деформированная среда; нелинейный показатель преломления*

Наилучшими носителями информации на значительные расстояния, вплоть до космических, признаны электромагнитные волны. Человечество неуклонно осваивает новые диапазоны, стремясь к передаче все более широких частотных полос по каждой линии или физическому каналу связи. Возможность резкого увеличения объемов передаваемой информации наиболее полно реализуется в результате применения волоконно-оптических линий связи, которые по сравнению со всеми остальными способами передачи имеют более широкую полосу пропускания.

В волоконно-оптических системах передачи информационные сигналы распространяются по оптическим кабелям, а операции усиления оптического излучения или его мультиплексирования и перенаправления выполняются в оптических управляющих компонентах. Но на сегодняшний день оптические компоненты управления обладают определенными недостатками. Одним из основных недостатков данных компонентов является наличие электронных составляющих в их конструкции, таким образом, оптические компоненты управления, по сути, являются не чисто оптическими, а электрооптическими.

В данной статье приводится модель оптического переключателя, основным принципом работы которого является переключение каналов без оптоэлектронного преобразования за счет нелинейного изменения показателя преломления рабочей среды. Рабочей средой выступает новый оптический материал, находящийся в неравновесном (нано-

структурном) состоянии. Аналитическая модель и экспериментальные результаты исследования наноструктурного материала (НСМ) приводятся в первой части настоящей статьи.

Предложенную модель нелинейного оптического переключателя (Nonlinear Optical Switch, NOS) предполагается использовать при проектировании и построении полностью оптических телекоммуникационных сетей (All optical Network, AON).

Идея перевода прозрачного оптического материала в наноструктурное состояние, оптические характеристики которого отличаются от нормального состояния, возникла в 2001 г. Суть процесса создания неравновесных границ внутри оптической среды заключается в том, что под внешним механическим воздействием, в структуре кристаллического материала сохраняется некая остаточная потенциальная энергия. Материал как бы находится в напряженном состоянии или, по-другому, сохраняется остаточная деформация. Вследствие этого явления меняется механизм поведения данной среды при распространении в нем электромагнитной волны большой мощности.

**1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
ПРОВЕРКИ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
НАНОСТРУКТУРНОГО МАТЕРИАЛА**

Для проведения экспериментального анализа наноструктурных образцов была реализована схема интерферометра Маха–Цандера. Интерферометр Маха–Цандера является одной из разновидностей интерферо-

метра Жамена. Преимуществом данного интерферометра является то, что расстояние между путями распространения когерентных волн может быть сделано сколь угодно большим [1].

Схема интерферометра Маха–Цандера, реализованная на волоконно-оптических компонентах приведена на рис. 1.

Входным сигналом является лазерное излучение с длиной волны 1550 нм, которое разделяется на два направления. При реализации схемы таким образом, что оптические пути разделенных сигналов оказываются одинаковыми, на выходе наблюдается чередование максимумов и минимумов, т. е. интерференционная картина. Оптический attenuator используется для регулировки уровня сигнала таким образом, чтобы на выходе появлялись сигналы с одинаковыми уровнями. Оптическая линия задержки служит для регулирования оптического пути сигнала нижнего плеча интерферометра. Оптическая линия задержки имеет небольшое изменение затухания при установленном нижнем и верхнем положениях. По сути, линия задержки увеличивает или уменьшает оптический путь сигнала без изменения уровня этого сигнала.

В качестве сигналов накачки используются два дополнительных лазера с длинами волн 980 нм и 1546 нм соответственно. Брегговский фильтр используется для вырезания сигнала накачки с длиной волны 1546 нм, чтобы исключить влияние на интерференционную картину (так как во втором случае сигнал накачки и полезный сигнал близки по значениям длин волн).

Показатель преломления среды является одним из немногих параметров, легко наблюдаемым в достаточно сложном процессе взаимодействия электромагнитного излучения с

веществом. В оптике показатель преломления является определяющей оптической характеристикой вещества для большого числа оптических явлений и эффектов, таких, например, как явление отражения (формулы Френеля) и преломления света (формулы Снеллиуса) на границе раздела двух сред, явление двойного лучепреломления и тесно связанным с ним генерированием гармоник излучения на нелинейных кристаллах; эффекты Фарадея, Поккельса, Керра, фотоупругости и оптической активности вещества [1].

Показателем преломления n называют отношение скорости электромагнитного излучения в вакууме c к фазовой скорости излучения v в данной среде. Другим важным параметром среды является показатель поглощения χ , определяющий уменьшение интенсивности в веществе. Эти две величины называются оптическими постоянными. Связь между оптическими постоянными, электрическими и магнитными характеристиками среды является важнейшим выводом электромагнитной теории света [1].

Измерение показателя преломления в интерферометре Маха–Цандера основано на изменении разности фаз между двумя интерференционными минимумами (максимумами). Все результаты измерений были получены при неизменных условиях начальных настроек схемы. На рис. 2 приведена интерференционная картина, полученная при отсутствии исследуемого образца в кювете. Далее изменение фазы будет сравниваться именно с этим начальным значением.

Принцип измерения показателя преломления в интерферометре Маха–Цандера заключается в измерении разности фаз между интерферирующими сигналами или Free Spectral Range (FSR).

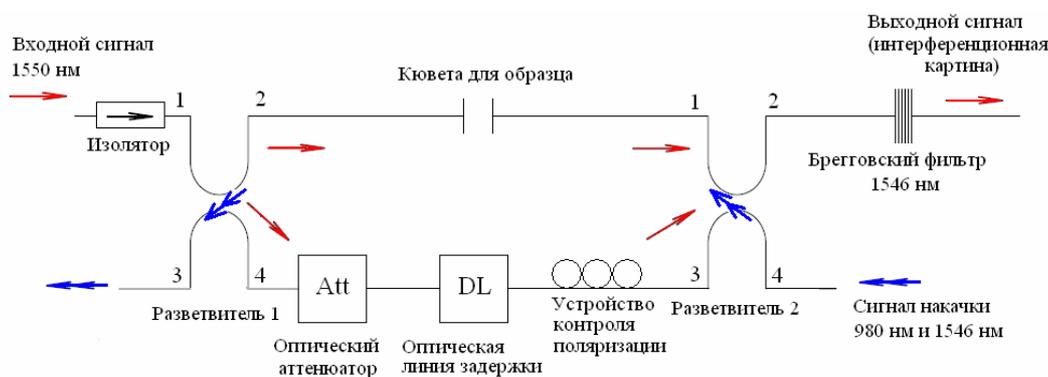


Рис. 1. Схема волоконно-оптического интерферометра Маха–Цандера

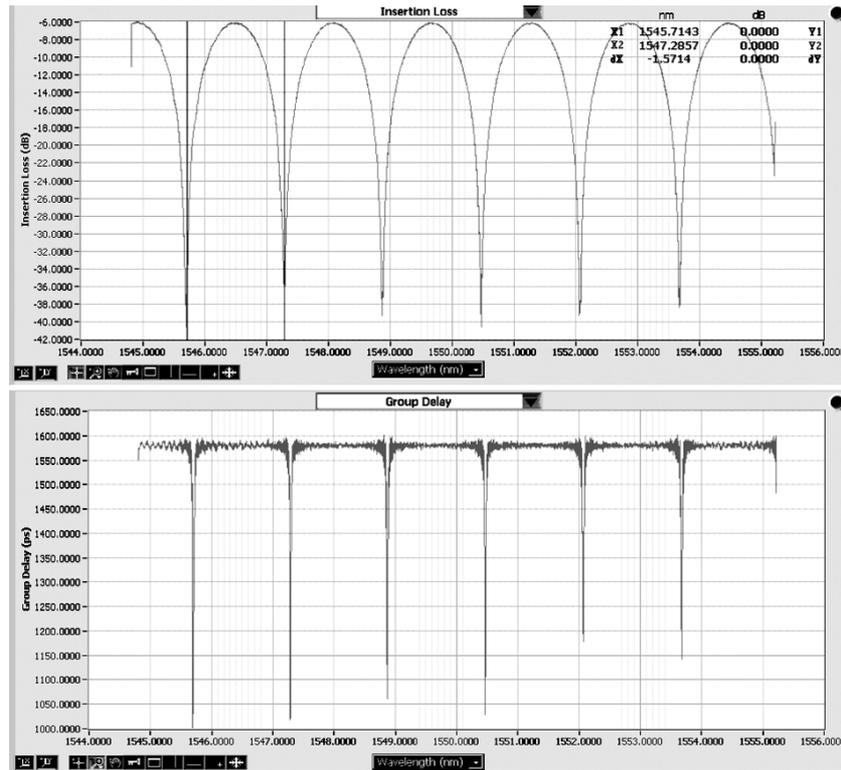


Рис. 2. Интерференционная картина при отсутствии образца

Если, например, разность хода лучей интерферометра составляет L , то FSR определяется как [2]

$$FSR = \frac{c}{n \cdot L}, \quad (1.1)$$

где c — скорость света, $n \cdot L$ — оптическая разность хода лучей.

По результатам первых измерений было установлено, что установка очень чувствительна к любым, даже самым незначительным воздействиям на реализованную схему. Даже случайная вибрация изменяет интерференционную картину. И это, соответственно, приводит к изменению значения FSR, которое принимает значение нескольких десятых долей нанометров. Для увеличения точности измерения FSR в программном пакете Labview 8.0. была реализована программа определения среднего значения FSR по заданному количеству измерений. Программа управляет сканированием лазера и снимает результаты с измерителя мощности входящего излучения (по сути, картину, аналогичную рис. 2), и далее определяет положения 2-х ближайших минимумов, по которым вычисляет значение FSR и заносит в таблицу результатов. Выходным является файл с результатами измерений формата MS Excel.

Как показывают результаты измерений, образец ситалла, помещенный на пути распространения лазерного излучения увеличивает оптический путь для сигнала верхнего плеча интерферометра. Это естественно и легко объясняется с той точки зрения, что показатель преломления вещества больше показателя преломления воздуха (в нашем случае принимаем показатель преломления воздуха равный 1).

Из теории известно, что длина оптического пути l_{opt} в среде с показателем преломления n определяется как [2]:

$$l_{opt} = n \cdot D, \quad (1.2)$$

где D — геометрическая длина пути.

Первоначальные настройки схемы осуществляем таким образом, чтобы FSR равнялся 100 ГГц, это делается для упрощения расчетов.

Помещение образца в кювету приводит к изменению параметров интерференционной картины за счет изменения разности хода двух интерферирующих лучей.

Но при определении разности хода лучей следует учитывать, что ранее (до помещения образца между стенками кюветы) пространство, занимаемое образцом, было заполнено

воздухом. Теперь же эта воображаемая часть воздушного пространства вырезается и занимает образец из ситалла. С учетом этого получается, что разность хода лучей необходимо определять выражением

$$\Delta L_{\text{opt}} = n_{\text{сит}} \cdot d - n_{\text{возд}} \cdot d, \quad (1.3)$$

а с учетом того, что показатель преломления воздуха равен примерно 1, получаем следующее выражение:

$$\Delta L_{\text{opt}} = d(n_{\text{сит}} - 1), \quad (1.4)$$

где d – толщина исследуемого образца.

Принимая во внимание (1.1), получаем следующее:

$$\text{FSR} + \Delta \text{FSR} = \frac{c}{L_{\text{opt}} + \Delta L_{\text{opt}}}. \quad (1.5)$$

В данном выражении для простоты понимания разделили FSR и Δ FSR, так как нас интересует только последнее значение.

Продолжая выполнять простые математические действия над выражением (1.5), получаем следующее:

$$\Delta L_{\text{opt}} = \frac{c}{\text{FSR} + \Delta \text{FSR}} - L_{\text{opt}}. \quad (1.6)$$

С учетом (1.1) получается

$$\begin{aligned} \Delta L_{\text{opt}} &= \frac{c}{\text{FSR} + \Delta \text{FSR}} - \frac{c}{\text{FSR}} = \\ &= c \left(\frac{1}{\text{FSR} + \Delta \text{FSR}} - \frac{1}{\text{FSR}} \right), \end{aligned}$$

или, принимая во внимание (1.4), получаем выражение для показателя преломления образца

$$n_{\text{сит}} = \frac{c}{d} \left(\frac{1}{\text{FSR} + \Delta \text{FSR}} - \frac{1}{\text{FSR}} \right) + 1. \quad (1.7)$$

Если обозначить значение FSR для первоначальной схемы и схемы с помещенным исследуемым образцом соответственно через FSR_1 (воздух) и FSR_2 (образец), то получаем следующую запись выражения (1.7):

$$n_{\text{сит}} = \frac{c}{d} \left(\frac{|\text{FSR}_1 - \text{FSR}_2|}{\text{FSR}_2 \cdot \text{FSR}_1} \right) + 1. \quad (1.8)$$

Знак модуля применен с той целью, чтобы не принимать во внимание размерность FSR.

В табл. 1.1 приведены вычисленные значения показателей преломления анализируемых образцов.

Некоторое отклонение значений можно объяснить неточностью измерения толщины образцов вследствие невысокой точности прибора, а также отклонением значений FSR вследствие очень высокой чувствительности интерферометра к любым колебаниям. Малейшее прикосновение приводит к изменению интерференционной картины.

Таблица 1.1

Результаты вычислений показателей преломления образцов

	Наименование образца	ΔFSR , GHz	$n_{\text{сит}}$
Оригинальные образцы	Sample 1 original	15,396	1,5462
	Sample 2 original	18,067	1,5515
	Sample 3 original	16,649	1,5450
	Sample 4 original	16,91	1,5513
	Sample 5 original	28,49	1,5436
Образцы после обработки	Sample 1 nano	16,46	1,5373
	Sample 2 nano	17,47	1,5293
	Sample 3 nano	17,33	1,5242

Значимость точного измерения толщины образцов показана на графике рис. 3. С помощью штангенциркуля возможно измерение толщины образца лишь с точностью до десятых долей миллиметра. Из графика видно, что ошибка в измерении на каждые 0,02 мм приводит к ошибке вычисления показателя преломления на 0,01.

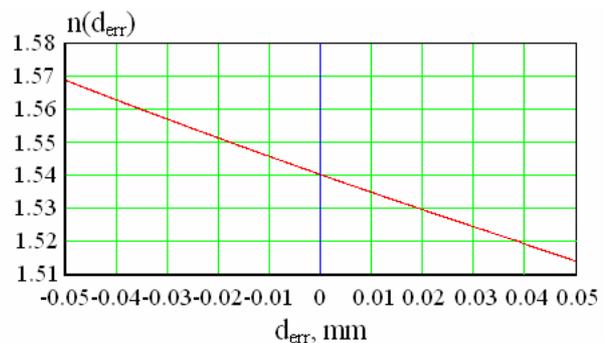


Рис. 3. Ошибка вычисления показателя преломления образца в зависимости от ошибки измерения его толщины

Зависимость показателя преломления от мощности сигнала накачки является очень важной характеристикой, определяющей свойство материала при создании полностью оптических компонентов управления. Так же как и в случае, описывающем возникновение ВКР и ВРМБ, основным параметром зависимости показателя преломления является не прямая мощность излучения, а интенсивность последнего. Методика измерения зависимости $n(P_{pump})$, а вернее $n(I_{pump})$, где I_{pump} — интенсивность сигнала накачки в образце, аналогична методике измерения показателя преломления приведенной в предыдущем параграфе, за исключением того, что к схеме интерферометра подключается лазер накачку с длиной волны излучения 980 нм или 1546 нм. И измеряется показатель преломления образца при пропускании через него сигнала накачки с различной мощностью. Подключение лазера производится согласно схеме, приведенной на рис. 1. Первые результаты измерений приведены на графике (рис. 4). При измерении зависимости $n(I_{pump})$ немного изменились настройки интерферометра так как при каждом новом измерении требуется его точная настройка для наблюдения интерференционной картины. В предыдущем параграфе FSR определялась в нанометрах, в данном же случае сразу будем определять в ГГц. Так как при пересчете показателя преломления необходимый нам параметр FSR необходимо выражать в герцах. Начальная настройка FSR при отсутствии образца составляла 100 ГГц, это сделано для упрощения расчетов.

Для более высокой точности измерений, с целью исключить влияние изменения окружающей среды, в разработанную программу внесли изменения. В результате чего программа пошагово определяла значение FSR без накачки и с накачкой. Т.е. дополнительно включала и выключала сигнал накачки. Далее полученные результаты сводились в таблицу и усреднялись. Каждая точка графиков является результатом вычисления среднего значения из 300 величин.

Результаты измерений зависимости показателя преломления от интенсивности сигнала накачки приведены на графиках ниже.

Как видно из графиков, величина изменения показателя преломления образцов не зависит от значения длины волны сигнала накачки, а является функцией интенсивности.

Исходя из этого, для нанокристаллических образцов приведен график изменения

показателя преломления лишь для случая со значением длины волны накачки 1546 нм, так как мощность этого источника больше.

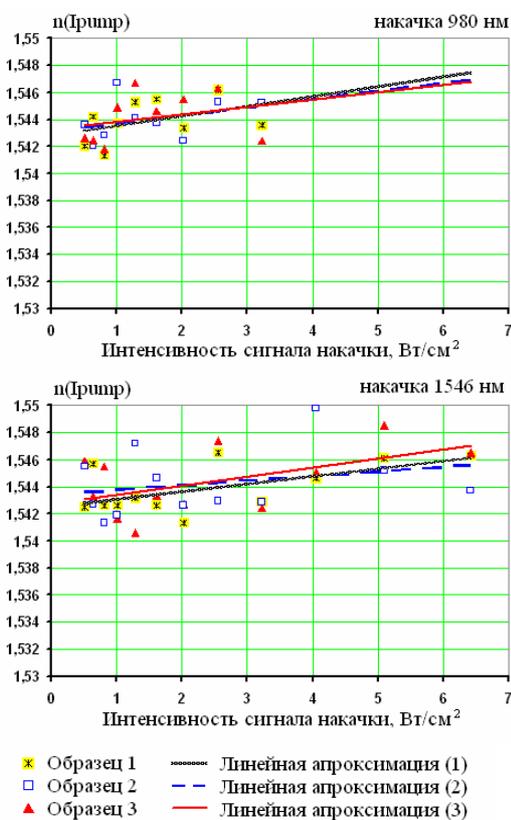


Рис. 4. Зависимости показателя преломления оригинальных образцов от интенсивности сигналов накачки с длинами волн 980 нм и 1546 нм соответственно

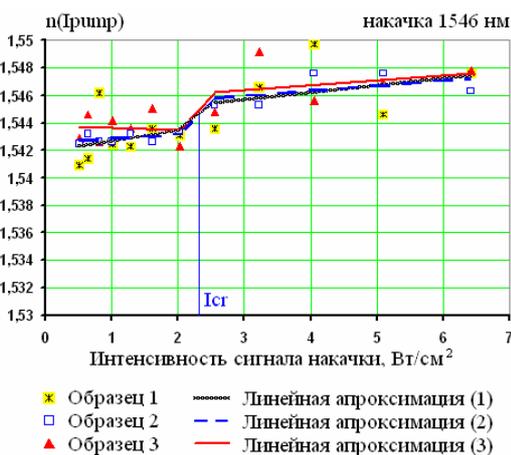


Рис. 5. Зависимости показателя преломления нано образцов от интенсивности сигнала накачки с длиной волны 1546 нм

Из графиков видно, что оригинальные образцы и образцы после кручения под высоким давлением имеют разные оптические свойства. В частности, зависимость показателя преломления от величины интенсивности

сигнала накачки имеет вид кривой с областью резкого изменения показателя преломления, в то время как начальный промежуток имеет выраженный линейно-постоянный режим.

Предполагается, что некая величина критической интенсивности I_{cr} зависит от степени деформации т. е. от величины потенциальной энергии, которая скапливается внутри образца. Скачок происходит в том случае, когда значение интенсивности достаточно, чтобы разорвать внутренние связи с избыточной напряженностью, возникающие в результате кручения под высоким давлением. Это означает, что если степень деформации, а точнее, если потенциальная энергия выше, то и значение I_{cr} увеличивается. Однако это предположение требует проверки. Все образцы, полученные нами, деформировались в одинаковых условиях и по этой причине данное предположение пока не проверялось за отсутствием образцов, полученных при разных значениях давления и скорости кручения.

Все ранее разработанные устройства оптической коммутации в основе своей работы используют либо механические, электрооптические, либо другие виды переключения. Все эти виды переключений основным своим недостатком имеют относительно длительное время переключения. Разработанный же в данной работе метод переключения ограничивается лишь временем нелинейного изменения показателя преломления рабочего тела. Под рабочим телом понимается образец из прозрачного наноструктурного вещества [3], который является основным элементом предложенного волоконно-оптического переключателя.

Результаты экспериментов по определению оптических характеристик нового материала показали изменение характера зависимости показателя преломления образца в наноструктурном состоянии по отношению к первоначальному (недеформированному) состоянию. На графиках, представленных выше, выделяются области с резким изменением значения показателя преломления. Предполагается, что значение критической мощности сигнала накачки определяется степенью наноструктурности образца, т. е. значением запасенной потенциальной энергии в межатомном пространстве.

В [4] описана модель изменения степени деформации в зависимости от прилагаемого усилия давления при интенсивном кручении под высоким давлением, которая приведена на рис. 6,а.

Опираясь на данный график, на рис. 6,б приведена модель изменения положения критической мощности, при котором происходит скачкообразное изменение показателя преломления наноструктурного образца.

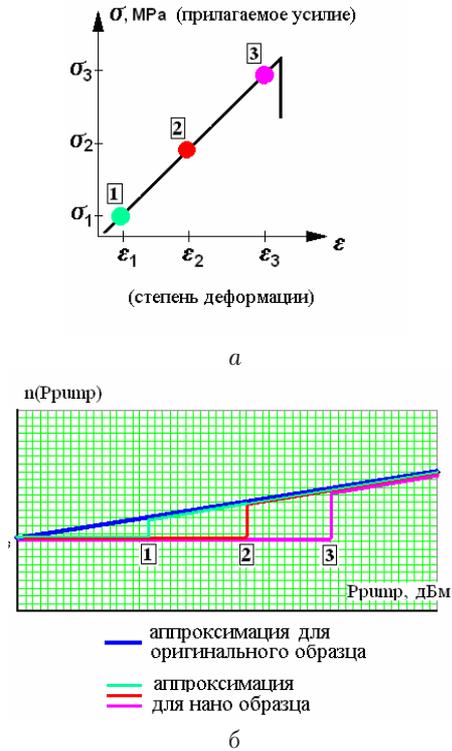


Рис. 6. а — график изменения степени деформации; б — аппроксимация графиков изменения показателя преломления при различных степенях деформированности образцов

2. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НАНОСТРУКТУРНОГО МАТЕРИАЛА

Аналитическую модель наноструктурного вещества правильно описывать на электронном уровне. Все электроны в атоме можно разделить на внешние (кстати, именно электроны на внешней орбите принимают участие в оптических эффектах при распространении света в веществе, [1]) и электроны внутренних оболочек. В различных случаях разные электроны дают свой вклад при описании взаимодействия электромагнитной волны с полем атомов вещества. В оптическом диапазоне вклад дают только внешние электроны.

В классической теории дисперсии оптический электрон в атоме рассматривается как затухающий гармонический осциллятор, характеризуемый определенной собственной частотой ω_0 и постоянной затухания γ [5].

В наиболее простом случае движение внешнего поляризованного электрона в ди-

электрике будет описываться уравнением:

$$m \cdot \ddot{x} + 2\gamma \cdot m \cdot \dot{x} + k \cdot x = e \cdot E(t), \quad (2.1)$$

где e и m — соответственно заряд и масса электрона, E — модуль напряженности электрического поля внешней световой волны, 2γ и k — коэффициенты, характеризующие соответственно сопротивление движению и жесткость удерживающей силы (упругой силы) в атоме (молекуле), x — смещение координаты электрона.

Для указанных коэффициентов справедливо следующее:

$$2\gamma = \frac{g}{m}, \quad \omega_0^2 = \frac{k}{m},$$

где ω_0 — собственная частота осциллятора.

Параметры γ и ω_0 являются параметрами, вводимыми для описания поля осциллятора.

Пусть на осциллятор действует падающая монохроматическая волна (изменяется со временем синусоидально), описываемая выражением:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0(\vec{x}) \cdot e^{j\omega t} = \vec{E}_0 \cdot e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})}, \quad (2.2)$$

при этом E_0 можно считать постоянной, если амплитуда колебания электрона мала по сравнению с длиной волны излучения [5].

Частное решение уравнение (2.1) имеет вида $\vec{x}(t) = \vec{x}_0 \cdot e^{j\omega t}$ т. е. в результате получаем [5]:

$$\vec{x}(t) = \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + j \cdot 2\gamma \cdot \omega} \cdot \vec{E}(t). \quad (2.3)$$

Дипольный момент $p(t)$ единичного атома или молекулы (при единственном смещенном электроне, если их несколько, то моменты суммируются) со смещенным из положения равновесия электроном в точку x определяется как:

$$\vec{p}(t) = e \cdot \vec{x} = \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\vec{E}(t)}{\omega_0^2 - \omega^2 + j \cdot 2\gamma \cdot \omega}. \quad (2.4)$$

В диэлектрическом материале электромагнитное поле будет определяться двумя составляющими:

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.5)$$

первая из которых определяет внешнее поле, вторая — поле от поляризованных атомов или молекул. Следовательно, вектор \vec{P} характеризует отклик частиц вещества на проходящую световую волну. И в линейном случае поляризация объема вещества, зависящая от времени, имеет вид:

$$\vec{P} = N \vec{p} = \frac{Ne^2}{m} \frac{\vec{E}(t)}{\omega_0^2 - \omega^2 + j2\gamma\omega} = \varepsilon_0 \chi^{(0)} E(t), \quad (2.6)$$

где N — концентрация электронов с собственной частотой колебаний ω_0 , $\chi^{(0)}$ — комплекснозначная линейная макроскопическая диэлектрическая восприимчивость.

Уравнение (2.1) является линейным и адекватно описывает движение электрона в электромагнитных полях низкой интенсивности, кроме того, относится к веществам в равновесном состоянии, т. е. когда нет изначального смещения (искажения) орбиты электрона. При наличии напряженных зон и дислокаций в наноструктурном материале, полученного, например, в результате интенсивного кручения под высоким давлением (ИКВД), движение электрона происходит под действием постоянной смещающей силы $F_{\text{деф}}$, связанной с наличием запасенной потенциальной энергии $U_{\text{деф}}$. Причем для потенциальной силы $F_{\text{деф}}$ справедливо следующее:

$$F_{\text{деф}} = \frac{\partial U_{\text{деф}}}{\partial x}. \quad (2.7)$$

Такая «деформационная» сила, а также сила со стороны внешнего светового поля (электрической составляющей напряженности светового поля), модуль которой равен $e \cdot E$, приводит к тому, что упругая сила, действующая на электрон, пропорциональна не только первой степени смещения x (как в (2.1) — $k \cdot x$), а уже нелинейно зависит от смещения: $F_{\text{упр}} = -kx - sx^2 - qx^3$ или же $F_{\text{упр}} = -kx - qx^3$ в кристаллах, обладающих центром симметрии, а также в жидкостях и газах [6], где s, q — некоторые коэффициенты.

В соответствии с законом равенства сил действия и противодействия при наличии только светового поля справедливо равенство:

$$e \cdot E = kx + qx^3, \quad (2.8)$$

здесь q — коэффициент пропорциональности.

Учитывая, что макроскопическая поляризация равна $P = N \cdot e \cdot x$, где N — концентрация оптических электронов в объёме вещества, выразим отсюда x и подставим в (2.8). После преобразований оказывается справедливым следующее:

$$\frac{e^2 N}{k} \cdot E = P + \frac{q}{ke^2 N^2} \cdot P^3, \quad (2.9)$$

или

$$P = \frac{e^2 N}{k} \cdot E - \frac{q}{ke^2 N^2} \cdot P^3 = P_0 + P_1, \quad (2.10)$$

где

$$P_0 = \frac{e^2 N}{k} \cdot E, \quad P_1 = -\frac{q}{ke^2 N^2} \cdot P_0^3. \quad (2.11)$$

В этом случае

$$P = P_0 + P_1 = \left(\frac{e^2 N}{k} - \frac{q \cdot e^4 N}{k^4} \cdot E^2 \right) \cdot E. \quad (2.12)$$

Сравнивая выражение (2.12) и (2.6), получаем $\chi(E) = \frac{e^2 N}{k \cdot \epsilon_0} - \frac{q \cdot e^4 N}{k^4 \cdot \epsilon_0} \cdot E^2$, следовательно, восприимчивость становится нелинейной функцией от напряженности поля при появлении нелинейности силы, удерживающей электрон в атоме.

Для НСМ можно записать (рассматриваем не векторный случай с одной координатой, так как результаты вполне можно обобщить на трехмерный случай):

$$e \cdot E + F_{\text{деф}} = kx + qx^3. \quad (2.13)$$

Аналогично (2.10) получим:

$$\frac{e^2 N}{k} \cdot E + \frac{eN}{k} \cdot F_{\text{деф}} = P + \frac{q}{ke^2 N^2} \cdot P^3, \quad (2.14)$$

или

$$P = \frac{e^2 N}{k} \cdot E + \frac{eN}{k} \cdot F_{\text{деф}} - \frac{q}{ke^2 N^2} \cdot P^3, \quad (2.15)$$

и далее, в зависимости от соотношения $e \cdot E$ и $F_{\text{деф}}$, находятся они в одном порядке малости или нет, аналогично (2.11), можно записать два соотношения:

$$\begin{cases} P_0 = P'_0 + \frac{\Delta U}{\omega_0^2}; & P'_0 = \frac{e^2 N}{k} \cdot E, \\ P_1 = -\frac{q}{ke^2 N^2} \cdot P_0^3, \end{cases} \quad (2.16)$$

либо

$$\begin{cases} P_0 = \frac{e^2 N}{k} \cdot E, \\ P_1 = \frac{\Delta U}{\omega_0^2} - \frac{q}{ke^2 N^2} \cdot P_0^3, \end{cases} \quad (2.17)$$

где

$$\frac{eN}{k} \cdot F_{\text{деф}} = \frac{eN}{k} F_{\text{деф}} \frac{m}{m} = \frac{eN}{m} F_{\text{деф}} \frac{m}{k} = \frac{\Delta U}{\omega_0^2},$$

$$\Delta U = \frac{eN}{m} F_{\text{деф}} = \frac{eN}{m} \cdot \frac{\partial U_{\text{деф}}}{\partial x}.$$

Рассмотрим уравнение осциллятора вида (2.1) при наличии деформационной энергии и значительного светового поля, если упругая сила описывается кубичным полиномом (2.13):

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m2\gamma \frac{dx}{dt} + kx + qx^3 = eE(t) + F_{\text{деф}}. \quad (2.18)$$

Считаем, что $F_{\text{деф}}$, равно как ΔU и U , очень медленно меняются от времени по сравнению со множителем $\exp[j(\omega t - Kx)]$, K — модуль волнового вектора световой волны, следовательно, в данном случае их можно рассматривать как константы.

С учетом зависимости $P(x) = N \cdot e \cdot x$ и согласно $\omega_0^2 = k/m$, справедливо:

$$\frac{d^2 P(t)}{dt^2} + 2\gamma \cdot \frac{dP(t)}{dt} + \omega_0^2 \cdot P(t) + \frac{q}{e^2 N^2 m} \cdot P^3(t) = \frac{e^2 N}{m} \cdot E(t) + \Delta U. \quad (2.19)$$

При действии ряда предположений, а именно, что поле $E(t)$ меняется по гармоническому закону $E(t) = E_0 \cdot \cos \omega t$, ($\omega \neq \omega_0$), поляризация представима в виде $P = P_0 + P_1$, а $\Delta U = \text{const}$, по аналогии с (2.11) и (2.17) получаем уравнения для членов нулевого и первого порядков малости:

$$\begin{cases} \frac{d^2 P_0(t)}{dt^2} + 2\gamma \cdot \frac{dP_0(t)}{dt} + \omega_0^2 \cdot P_0(t) = \frac{e^2 N}{m} \cdot E(t) + \Delta U, \\ \frac{d^2 P_1(t)}{dt^2} + 2\gamma \cdot \frac{dP_1(t)}{dt} + \omega_0^2 \cdot P_1(t) + \frac{q}{e^2 N^2 m} \cdot P_1(t)^3 = 0. \end{cases} \quad (2.20)$$

Возможен и такой случай, когда деформационная составляющая, т. е. наличие деформации орбиты электрона действует во втором порядке малости, или в обоих порядках малости:

$$\begin{cases} \frac{d^2 P_0(t)}{dt^2} + 2\gamma \frac{dP_0(t)}{dt} + \omega_0^2 P_0(t) = \frac{e^2 N}{m} E(t), \\ \frac{d^2 P_1(t)}{dt^2} + 2\gamma \cdot \frac{dP_1(t)}{dt} + \omega_0^2 \cdot P_1(t) + \\ + \frac{q}{e^2 N^2 m} \cdot P_1(t)^3 = \Delta U^{(M)}, \end{cases} \quad (2.21)$$

или

$$\begin{cases} \frac{d^2 P_0(t)}{dt^2} + 2\gamma \cdot \frac{dP_0(t)}{dt} + \omega_0^2 \cdot P_0(t) = \\ = \frac{e^2 N}{m} \cdot E(t) + \Delta U', \\ \frac{d^2 P_1(t)}{dt^2} + 2\gamma \cdot \frac{dP_1(t)}{dt} + \omega_0^2 \cdot P_1(t) + \\ + \frac{q}{e^2 N^2 m} \cdot P_1(t)^3 = \Delta U''. \end{cases} \quad (2.22)$$

С учетом того, что $E(t) = E_0 \cdot \cos \omega t$, а также $E^3(t) = \frac{E_0^3}{4} \cdot (3 \cos \omega t + \cos 3\omega t)$, общее решение (2.20) будет представлено:

$$\begin{aligned} P &= P_0 + P_1, \\ P &= \varepsilon_0 \chi^{(0)} E_0 \cdot \cos \omega t + \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos \omega t + \\ &+ \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0 \cos 3\omega t, \end{aligned} \quad (2.23)$$

где нелинейные макроскопические диэлектрические восприимчивости вещества χ имеют вид:

$$\begin{aligned} \chi^{(1)} &= \chi^{(1)}(\omega, E_0) = \\ &= -\frac{3}{4(\omega_0^2 - \omega^2 + j \cdot 2\gamma \cdot \omega)} \times \\ &\times \left(\frac{qE_0^2}{me^2 N^2} + \frac{\Delta U}{\omega_0^2} \cdot N \right), \\ \chi^{(3)} &= \chi^{(3)}(3\omega, E_0) = \\ &= -\frac{1}{4} \cdot \frac{q}{me^2 N^2 (\omega_0^2 - 9\omega^2 + j \cdot 2\gamma \cdot \omega)} \times \\ &\times \left(E_0^2 + \frac{\Delta U^2 \cdot eN}{\omega_0^2} \right), \end{aligned} \quad (2.24)$$

а линейная диэлектрическая восприимчивость $\chi^{(0)}$ определяется как:

$$\chi^{(0)} = \frac{\Delta U}{mNe^2} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 \cdot (\omega_0^2 - \omega^2 + j \cdot 2\gamma \cdot \omega)}.$$

В известном случае (при отсутствии деформации материала) линейная диэлектрическая восприимчивость $\chi^{(0)}$, согласно [1], может быть представлена в соответствии с формулой Селмейера:

$$\chi^{(0)} = \frac{N \cdot e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + j \cdot 2\gamma \cdot \omega} \cdot \frac{1}{\varepsilon_0}, \quad (2.25)$$

или $\chi^{(0)} = \frac{e^2}{m \cdot \varepsilon_0} \cdot \sum_{i=1}^I \frac{N_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2 + j \cdot 2\gamma \cdot \omega}$ — если в веществе имеется несколько (в общей сложности всего I) различных собственных частот электронных резонансов. Выражение (2.25) справедливо для случая слабого влияния деформационной энергии.

Можно полагать, что в (2.24) первое выражение также характеризует диэлектрическую восприимчивость, связанную с линейными эффектами, второе слагаемое — с самовоздействием световой волны. Третье выражение, очевидно, связано с переизлучением на частоте кратных гармоник, в рассматриваемом случае — третьей гармоники. В случае отсутствия слагаемого (известный случай) ΔU в (2.20), соотношения (2.24) имеют вид:

$$\chi^{(1)}(\omega, E_0) = \chi^{(0)} - \frac{3}{4} \cdot \frac{qE_0^2}{me^2 N^2 (\omega_0^2 - \omega^2)},$$

и

$$\chi^{(3)}(3\omega, E_0) = -\frac{1}{4} \cdot \frac{qE_0^2}{me^2 N^2 (\omega_0^2 - 9\omega^2)}. \quad (2.26)$$

Заметим, что когда qE_0^2 являются малой величиной в сравнении с $me^2 N^2$, то диэлектрическая восприимчивость характеризуется только линейной частью. В общем случае показатель преломления n и коэффициент поглощения α связаны с вещественной и мнимой частями диэлектрической восприимчивости [7]:

$$\chi = \left[\frac{n + j\alpha c}{2\omega_0} \right]^2 - 1.$$

Тогда, согласно [7], линейные коэффициенты n и α могут быть определены как:

$$\begin{cases} n_0(\omega) = 1 + \frac{1}{2} Re [\chi^{(0)}(\omega)], \\ \alpha_0(\omega) = \frac{\omega}{n_0(\omega) \cdot c} Im [\chi^{(0)}(\omega)], \end{cases} \quad (2.27)$$

а керровский коэффициент n_2 и коэффициент двухфотонного поглощения α_2 , определяющие нелинейное самовоздействие световой волны в виде:

$$\begin{cases} n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2(\omega) \cdot |E|^2, \\ \alpha(\omega, |E|^2) = \alpha_0(\omega) + \alpha_2(\omega) \cdot |E|^2, \end{cases}$$

могут быть представлены в следующем виде:

$$\begin{cases} n_2(\omega) = \frac{3}{8n_0(\omega)} \operatorname{Re} [\chi^{(1)}(\omega)], \\ \alpha_2(\omega) = \frac{3\omega}{4n_0(\omega) \cdot c} \operatorname{Im} [\chi^{(1)}(\omega)]. \end{cases} \quad (2.28)$$

Таким образом, поляризованность вещества в сильном световом поле, проходящем через вещество, содержащее запасённую потенциальную энергию деформации, является функцией частоты падающего излучения ω , его гармоник (в частности, третьей гармоники 3ω), а также значения энергии деформации. Также функциями частоты, энергии деформации и энергии поля являются показатель преломления и коэффициент поглощения вещества.

3. МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОГО ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯ

На рис. 7 приведены варианты возможного использования эффектов ступенчатой зависимости показателя преломления.

Пусть получены два наноструктурных образца при различных условия деформации, т. е. с различными степенями запасённой потенциальной энергии.

Характеристики образцов приведены на рис. 7.

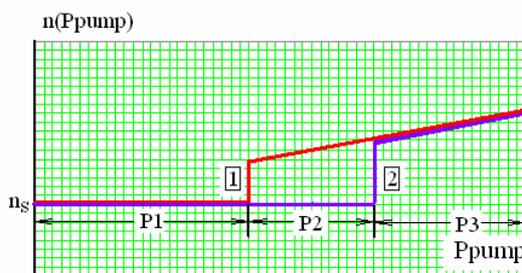


Рис. 7. Зависимости показателей преломления применяемых образцов

В данной статье предложено два возможных варианта реализации полностью оптического переключателя. Первый — коммутация

осуществляется без дополнительного сигнала накачки, т. е. изменение мощности самого полезного сигнала приводит к переключению канала, и второй — контроль переключения осуществляется по дополнительному внешнему сигналу накачки. Оба эти варианта работоспособны. Далее более подробно рассмотрены реализации каждого из этих вариантов.

Модель переключателя без дополнительного сигнала накачки

Как уже отмечалось выше, коммутация осуществляется за счет изменения показателя преломления образцов под воздействием собственной интенсивности полезного передаваемого сигнала. Изменение показателя преломления образцов приводит к изменению угла преломления светового луча на границе раздела двух сред. В качестве рабочей области как раз и используется граница раздела двух наноструктурных сред с различными характеристиками.

Опираясь на зависимости показателей преломления применяемых образцов, получаем следующие возможные случаи положения рабочей точки:

1. Пусть мощность передаваемого сигнала находится в области P_1 (согласно рис. 7).

В этом случае значения показателей преломления обоих образцов одинаковые и преломления на границе раздела не происходит. Т. е. входной луч без преломления проходит к выходу № 1.

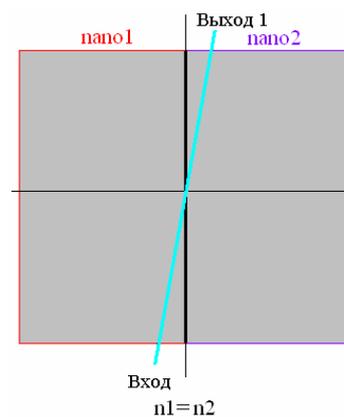


Рис. 8. Ход луча для случая положения рабочей точки в области P_1

2. Пусть мощность передаваемого сигнала находится в области P_2 (согласно рис. 7).

В этом случае значения показателей преломления образцов различны, и, следовательно, происходит отражение на границе раздела

двух сред. Т. е. входной луч отражается от менее плотной оптической среды и проходит к выходу № 2. При этом следует отметить, что изменение показателя преломления первого наноструктурного образца происходит только в области высокой интенсивности, т. е. в области распространения самого луча, а не во всем кристалле.

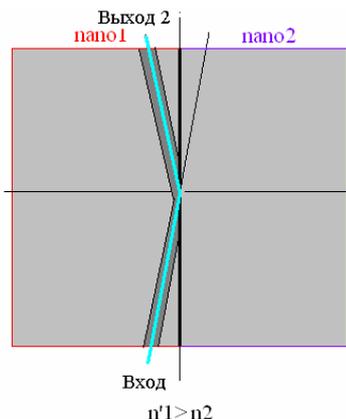


Рис. 9. Ход луча для случая положения рабочей точки в области P₂

3. И последний случай, когда мощность передаваемого сигнала находится в области P₃ (согласно рис. 7).

В этом случае, изменяется показатель преломления обеих сред. И распространение луча происходит по тому же пути, что и в первом случае, т. е. выходной сигнал вновь оказывается у выхода № 1 (рис. 10).

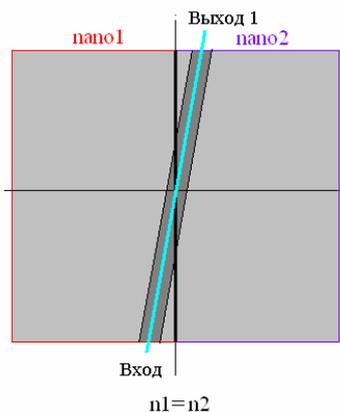


Рис. 10. Ход луча для случая положения рабочей точки в области P₃

Недостатком данного способа реализации оптического переключателя является чувствительность угла отражения при значении мощности сигнала в области P₂, так как угол отражения зависит от показателя преломления первой среды, которая в свою очередь

является функцией интенсивности. Это значит, что если положение точки выхода (выход № 2) зафиксировано, а данная конструкция именно такая, то и положение рабочей точки должно иметь строго определенное значение интенсивности сигнала. Данный недостаток устраняется при втором способе реализации оптического переключателя. Конструкция переключателя со вторым способом реализации, с контролем по дополнительному сигналу накачки, рассматривается далее.

Вторым ограничивающим фактором при первом способе реализации оптического переключателя является значение угла падающего излучения (угол α, рис. 11).

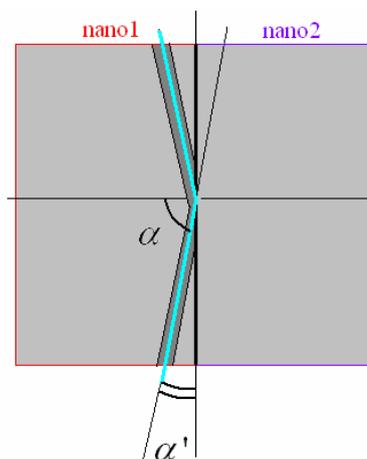


Рис. 11. Ограничение угла падающего излучения

Для того чтобы происходило отражение падающего излучения, а не его преломление во вторую область конструкции, необходимо, чтобы угол падения удовлетворял следующему условию:

$$\frac{\sin \alpha^{(1)}}{\sin \beta^{(2)}} = \frac{n_2}{n_1}, \tag{3.1}$$

с учетом того, что изменение нелинейной составляющей показателя преломления происходит в третьем знаке, примерно на величину 0,003 (установлено в ходе проделанных экспериментов), и, принимая во внимание условие полного отражения, получаем, что значение критического угла составляет:

$$\alpha_{cr}^{(1)} = \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right) = \arcsin \left(\frac{1,543}{1,546} \right) \approx 86,4^\circ. \tag{3.2}$$

Т. е. угол α (рис. 11) не должен быть менее 86,4° или α' (рис. 11) не должен быть более 3,6°. Эти значения делают свой вклад в сложность реализации данной конструкции, но все же не являются нереализуемыми.

Модель переключателя с дополнительным сигналом накачки

Конструкция оптического переключателя контроля переключения с дополнительным управляющим сигналом накачки имеет более простую реализацию. При этом в данном случае используется всего лишь один наноструктурный кристалл. Данный момент так же упрощает технологический момент производства разработанного устройства.

Ход информационного сигнала представлен на рис. 12.

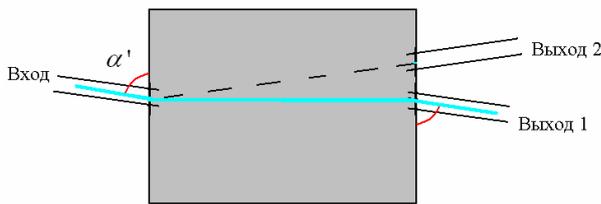


Рис. 12. Ход информационного сигнала при нормальной передаче (положение переключателя № 1)

Значение угла α' также определяется из закона Снеллиуса, с условием перпендикулярного распространения луча в случае положения переключателя на № 1.

$$\begin{aligned} \alpha' &= 90 - \arcsin\left(\frac{n_{fiber}}{n_{sample}}\right) = \\ &= 90 - \arcsin\left(\frac{1,46}{1,54}\right) \approx 18,5^\circ. \end{aligned}$$

При нормальном распространении сигнал идет на выход 1, при подключении же сигнала накачки на выход 2, сигнал канализируется в области с большим показателем преломления. Изменение показателя преломления рабочей среды под действием интенсивного сигнала накачки приводит к самообразованию туннеля (виртуальное волокно).

Ход лучей в этом случае представлен на рис. 13.

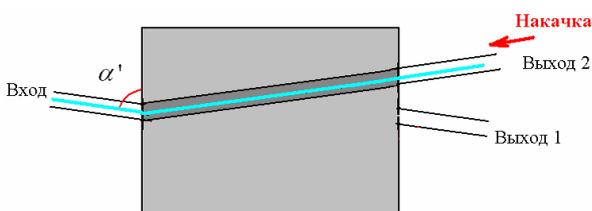


Рис. 13. Ход информационного сигнала при подключенном сигнале накачки рабочей среды (положение переключателя № 2)

Достоинством данного метода так же является то, что значение мощности полезного сигнала не имеет значения.

Оба предложенных варианта реализации NOS являются реализуемыми, но второй способ, на наш взгляд, более привлекателен.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Значимость поиска новых способов коммутации оптического излучения, применяемого для передачи информации, отмечается во многих современных источниках. Современные коммутирующие устройства в основе своей работы используют механические, электрические, магнитные, температурные и другие эффекты, но они обладают единым для всех недостатком — относительно низкая скорость переключения. Решением данной проблемы занимаются все ведущие производители телекоммуникационного оборудования. В данной статье освещен один из методов решения поставленной задачи. В частности, применение нового наноструктурного материала, полученного методом интенсивного кручения под высоким давлением.

Результаты экспериментального исследования показали справедливость предположения об изменении оптических характеристик среды, находящейся в напряженном состоянии. Более детальное изучение этого явления в будущем позволит выявить и объяснить процессы, происходящие в структуре оптического материала. Возможно, это позволит найти и разработать принципиально новые устройства оптической коммутации, свободные от недостатков, которыми обладают современные переключатели.

В частности, во второй половине настоящей статьи показана возможность практического применения новых характеристик среды на примере реализации способа переключения оптических каналов, посредством контроля переключения дополнительным световым потоком. Данный способ позволяет производить переключения с задержками, ограниченными лишь временем перестройки рабочей среды, а эти задержки на несколько порядков ниже задержек, возникающих при оптоэлектронном и электрооптическом преобразовании сигналов. Последние получили наибольшее применение в современных телекоммуникационных сетях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Матвеев, А. Н.** Оптика : учеб. пособие для физ. спец. вузов / А. Н. Матвеев. М. : Высшая школа, 1985. 351 с.
2. **Schaffer, C.** Experimental analysis of samples from polycrystalline glass being in nanostructural condition / C. Schaffer, M. Haas, T. Schuster, A. Sultanov, I. Vinogradova, A. Salikhov // Computer Science and Information Technologies : Proc. 9th Int. Workshop. Ufa–Krasnousolsk, 2007. V. 3. P. 196–200.
3. **Султанов, А. Х.** Распространение электромагнитной волны в прозрачной среде подверженной деформационным изменениям / А. Х. Султанов, И. Л. Виноградова, А. И. Салихов // Вестник УГАТУ. 2006. Т. 7, № 1. С. 170–175.
4. **Валиев, Р. З.** Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией / Р. З. Валиев, И. В. Александров. М. : Логос, 2000. 346 с.
5. **Сивухин, Д. В.** Общий курс физики. Т. 4. Оптика / Д. В. Сивухин. М. : Физматлит, 2005. 792 с.
6. **Дмитриев, В. Г.** Прикладная нелинейная оптика / В. Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов. М. : Физматлит, 2004. 512 с.
7. **Agrawal, G. P.** Nonlinear Fiber Optics / G. P. Agrawal. Boston : Academic Press, 2001. 466 p.

ОБ АВТОРАХ



Султанов Альберт Ханович, проф., зав. каф. телеком. систем. Дипл. инж. по многоканальн. электросвязи (Новосиб. электротехн. ин-т связи, 1973). Д-р техн. наук по упр. в техн. сист. (УГАТУ, 1996). Иссл. в обл. телеком. систем, оптоэлектр. аэрокосм. систем.



Виноградова Ирина Леонидовна, преп. каф. телекоммуникац. систем. Дипл. инж. по информационно-измерительным системам. Канд. техн. наук по применению вычисл. техники в науч. иссл. (УГАТУ, 1999) Иссл. в обл. оптики, волоконно-оптической связи, теории обработки сигналов.



Салихов Айдар Илдарович, асс. каф. телекоммуникац. систем. Дипл. инж. по многоканальным телекоммуникац. системам (УГАТУ, 2004). Иссл. в обл. оптики, волоконно-оптических сетей, оптической коммутации.