

В.М.Шандаров

**ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА
И ПРИБОРЫ**

Учебно-методическое пособие по практическим занятиям и самостоятельной работе для бакалавров направления 210700.62 "Инфокоммуникационные технологии и системы связи" (профиль - "Оптические системы и сети связи")

2013

Министерство образования и науки Российской Федерации

**Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования**

**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ**

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники

В.М.Шандаров

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА И ПРИБОРЫ

Учебно-методическое пособие
по практическим занятиям и самостоятельной работе по дисциплине
«Волоконно-оптические устройства технологического назначения» для
бакалавров направления 210700.62 "Инфокоммуникационные технологии и
системы связи" (профиль - "Оптические системы и сети связи")

Томск 2013

Рекомендовано к изданию кафедрой СВЧиКР Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР)

УДК 537.8(075.8) + 621.371(075.8)

Рецензент:

Шарангович С.Н., профессор, каф. СВЧиКР
Томс. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники

Шандаров В.М.

Волоконно-оптические устройства и приборы: Учебно-методическое пособие по практическим занятиям:– Томск: Изд-во Том. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники, 2013.. – 40 с.

Учебно-методическое пособие включает краткое изложение основных определений и соотношений, касающихся принципов работы волоконно-оптических датчиков. Приведены примеры решения стандартных задач по расчету характеристик и параметров оптических элементов волоконно-оптических датчиков. Представлен набор задач для самостоятельного решения.

Учебно-методическое пособие предназначено для практических занятий по дисциплине «Волоконно-оптические устройства технологического назначения» для бакалавров направления 210700.62 "Инфокоммуникационные технологии и системы связи" (профиль - "Оптические системы и сети связи") всех форм обучения.

© Шандаров В.М., 2013

© Томский гос. ун-т систем управления
и радиоэлектроники, 2013.

Оглавление

1. ПЛОСКИЕ СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ.....	5
Волновые уравнения для безграничной среды	5
Решение волнового уравнения - плоские волны	5
Гармонические плоские волны	6
Распространение плоской волны в произвольном направлении	7
Поляризация плоских световых волн	7
Поляризаторы	10
Фазовые пластинки	11
Отражение и преломление плоских световых волн на плоской границе раздела	11
Законы отражения и преломления световых волн	12
Формулы Френеля	14
Явление полного внутреннего отражения	15
Примеры решения задач	17
Задачи для самостоятельного решения	19
2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ И ТЕХНИКИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ	23
Основные параметры волоконно-оптических датчиков (ВОД)	23
Характеристики ВОД	23
Некоторые соотношения, характеризующие чувствительные элементы ВОД разных типов	24
ВОД поляризационно-вращательного типа на основе эффекта Фарадея	24
Гомодинный интерферометр Маха-Цендера	26
ВОД на основе интерферометра Фабри-Перо	27
Пример реализации ВОД на основе интерферометра Фабри – Перо	29
Волоконно-оптические брэгговские решетки	29
Информативные параметры отклика ВОБР	30
Примеры решения задач	32
Задачи для самостоятельного решения	34
Список литературы	39

1. ПЛОСКИЕ СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ

Волновые уравнения для безграничной среды

Решения для световых волн в случае диэлектрической безграничной однородной изотропной среды, при отсутствии сторонних токов и зарядов, вытекают из уравнений Максвелла в дифференциальной форме для векторов напряженностей электрического и магнитного полей \bar{E} и \bar{H} [1]:

$$\operatorname{rot}\bar{H} = \varepsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \quad (1.1a),$$

$$\operatorname{rot}\bar{E} = -\mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \quad (1.1б),$$

$$\operatorname{div}\bar{E} = 0 \quad (1.1в),$$

$$\operatorname{div}\bar{H} = 0 \quad (1.1г),$$

где ε и μ - абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды. Так, из (1.1 б и 1.1 а) можно получить волновые уравнения для векторов \bar{E} и \bar{H} :

$$\nabla^2 \bar{E} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.2).$$

$$\nabla^2 \bar{H} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.3).$$

Решение волнового уравнения - плоские волны

В предположении зависимости поля \bar{E} лишь от пространственной координаты z , уравнение (1.2) принимает вид:

$$\frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial z^2} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.4).$$

С учетом условия $\operatorname{div}\bar{D} = 0$, световое возмущение - решение волнового уравнения (1.2) может иметь только поперечную (относительно направления распространения) компоненту поля \bar{E} .

Пусть $E_y=0$, а $E_x \neq 0$, тогда (1.4) имеет вид скалярного одномерного волнового уравнения:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = 0 \quad (1.5).$$

Его решение представляется в виде плоских скалярных волн:

$$E_x(t, z) = E_{x1}\left(t - \frac{z}{v}\right) + E_{x2}\left(t + \frac{z}{v}\right) \quad (1.6).$$

Здесь $v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}$ - скорость распространения волны в среде, а первое и второе слагаемые соответствуют волнам, бегущим в направлениях $+z$ и $-z$.

Но $\mu \cdot \varepsilon = \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_r \cdot \varepsilon_r$. Тогда $v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_r \cdot \varepsilon_r}} = \frac{c}{n}$, где $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$ и

$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ - относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости

среды; $n = \sqrt{\mu_r \cdot \varepsilon_r}$ - ее показатель преломления. Постоянные

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$ Ф/м; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с [2, 3].

Гармонические плоские волны

Если при $z=0$ задано возмущение вида $E(t) = E_m \cdot \cos(\omega t + \varphi)$, то, согласно (1.6):

$$\begin{aligned} E_1(z, t) &= E_{m1} \cdot \cos\left[\omega\left(t - \frac{z}{v}\right) + \varphi\right] \\ E_2(z, t) &= E_{m2} \cdot \cos\left[\omega\left(t + \frac{z}{v}\right) + \varphi\right] \end{aligned} \quad (1.7),$$

т.е. ему соответствуют две гармонические плоские волны, бегущие в направлениях $+z$ и $-z$. Мгновенное значение возмущения в некоторой точке определяется амплитудой E_m волны и ее фазой $[\omega(t \mp \frac{z}{v}) + \varphi] = [\omega t \mp k \cdot z + \varphi]$,

где $k = \frac{\omega}{v}$ - волновое число. Если E_m не зависит от поперечных координат, то волна называется однородной.

Геометрическое место точек, в которых фаза волны $(\omega t \mp kz + \varphi = const)$ одинакова, называется волновым или фазовым фронтом.

В момент времени $t=t_0$ фаза плоской волны $(\omega t \mp kz + \varphi) = const$ при некотором значении z , то есть волновой фронт является плоскостью, нормальной к оси z . Отсюда и термин «плоская волна». За время Δt волновой фронт смещается в пространстве на расстояние Δz . При этом

$(\omega \cdot \Delta t - k \cdot \Delta z) = 0$, так как фаза волны определяется выбранным волновым фронтом. Отсюда:

$$\frac{\omega}{k} = \frac{\Delta z}{\Delta t} = v_{\phi} \quad (1.8),$$

где v_{ϕ} - фазовая скорость волны. В пространстве изменение ее фазы $\Delta\phi = 2\pi$ соответствует расстоянию, равному длине волны λ . Поскольку $\Delta\phi = k \cdot \lambda = 2\pi$, то $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Распространение плоской волны в произвольном направлении

При распространении плоской волны в произвольном направлении, не совпадающем с какой – либо координатной осью декартовой системы, поле гармонической плоской волны может быть записано в виде:

$$E(\vec{r}, t) = E_m \cdot \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.9).$$

Здесь полагается, что $\phi = 0$, а вектор \vec{k} - волновой вектор, параллельный единичному вектору нормали к фазовому фронту \vec{n} . Величина и направление вектора \vec{k} определяются соотношением:

$$\vec{k} = \vec{n} \cdot \frac{\omega}{v} = \vec{n} \cdot \omega \cdot \sqrt{\mu\epsilon} = \frac{\omega}{v} (\bar{x}_0 n_x + \bar{y}_0 n_y + \bar{z}_0 n_z),$$

где n_x, n_y и n_z - декартовы координаты единичного вектора \vec{n} . Вектор \vec{k} в этой системе координат имеет вид: $\vec{k} = k(\bar{x}_0 \cos \alpha + \bar{y}_0 \cos \beta + \bar{z}_0 \cos \gamma)$, где α, β, γ - углы между единичным вектором нормали к волновому фронту волны и осями x, y, z . Тогда:

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = k(x \cdot \cos \alpha + y \cdot \cos \beta + z \cdot \cos \gamma) \quad (1.10).$$

В результате получаем:

$$E(\vec{r}, t) = E_m \cdot \cos[\omega t - k(x \cdot \cos \alpha + y \cdot \cos \beta + z \cdot \cos \gamma)] \quad (1.11).$$

Поляризация плоских световых волн

Световая волна с векторами \vec{E} и \vec{H} , направление которых может быть однозначно определено в любой момент времени в любой точке пространства, называется *поляризованной* [1 - 3].

При случайных положениях векторов \vec{E} и \vec{H} в пространстве световое поле является *неполяризованным*.

Плоскость поляризации – это плоскость, в которой лежат вектор \vec{E} и вектор \vec{k} . В зависимости от того, какую фигуру описывает конец вектора \vec{E} в пространстве при распространении световой волны, различают *линейную, круговую и эллиптическую* поляризации.

Математически волну с произвольной поляризацией, бегущую вдоль оси OZ , можно представить в виде двух составляющих:

$$\vec{E}_x = \bar{x}_0 E_{1m} \cos(\omega t - kz) \quad (1.12 \text{ а}),$$

$$\vec{E}_y = \bar{y}_0 E_{2m} \cos(\omega t - kz - \varphi) \quad (1.12 \text{ б}).$$

В общем случае эти составляющие в плоскости, ортогональной волновому вектору, имеют разные амплитуды и сдвинуты по фазе друг относительно друга. Для плоскости $z=0$ эти выражения принимают вид:

$$\frac{E_x}{E_{1m}} = \cos(\omega t) \quad (1.13),$$

$$\frac{E_y}{E_{2m}} = \cos(\omega t) \cdot \cos \varphi + \sin(\omega t) \cdot \sin \varphi \quad (1.14).$$

Исключив из данных уравнений временной множитель, придем к соотношениям, описывающим изменение положения вектора \vec{E} в плоскости XOY :

$$\left(\frac{E_x}{E_{1m}} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{2m}} \right)^2 - 2 \frac{E_x}{E_{1m}} \cdot \frac{E_y}{E_{2m}} \cdot \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (1.15).$$

Характерные виды поляризации плоской волны соответствуют различным фазовым сдвигам φ :

1. $\varphi = 0$.

В этом случае:

$$\frac{E_x}{E_{1m}} = \frac{E_y}{E_{2m}} \quad \rightarrow \quad E_y = \frac{E_{2m}}{E_{1m}} E_x \quad (1.16).$$

Это уравнение прямой с наклоном к оси OX , определяемым отношением $\frac{E_{2m}}{E_{1m}}$. Очевидно, что поляризация будет линейной при

$\varphi = n\pi$, ($n = 0, \pm 1, \dots$). Поле плоской волны с линейной поляризацией в общем случае можно записать в форме:

$$\vec{E} = (\bar{x}_0 E_{1m} + \bar{y}_0 E_{2m}) \cos(\omega t - kz) = E_0 (\bar{x}_0 \cos \alpha + \bar{y}_0 \sin \alpha) \cos(\omega t - kz) \quad (1.17),$$

где $\alpha = \arctg(E_{2m}/E_{1m})$. В частных случаях, при поляризации света в плоскостях XOZ и YOZ получим, соответственно: $\vec{E} = E_0 \bar{x}_0 \cdot \cos(\omega t - kz)$, $\vec{E} = E_0 \bar{y}_0 \cdot \cos(\omega t - kz)$.

2. $\varphi = 90^\circ$.

При этом из (1.15):

$$\left(\frac{E_x}{E_{1m}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{2m}}\right)^2 = 1 \quad (1.18).$$

Это уравнение эллипса с большой и малой полуосями, ориентированными по осям x и y . Направление вращения вектора \vec{E} определяется знаком φ . При $\varphi = 90^\circ$ из (1.12) следует: $E_x = E_0 \cos(\omega t)$, а $E_y = E_0 \cos(\omega t - 90^\circ) = E_0 \sin(\omega t)$. Вращение вектора \vec{E} в этом случае происходит по часовой стрелке, если смотреть вдоль направления распространения волны. Такую поляризацию называют левой эллиптической поляризацией. Для фазового сдвига $\varphi = -90^\circ$ вектор \vec{E} вращается в противоположном направлении – это правое вращение. Если выполняется условие $E_{1m} = E_{2m}$, то эллипс превращается в окружность, а поляризацию называют круговой. В этом случае поле плоской волны может быть записано в виде:

$$\vec{E} = E_0 [\bar{x}_0 \cos(\omega t - kz) + \bar{y}_0 \sin(\omega t - kz)] \quad (1.19).$$

Или, при использовании комплексной формы записи:

$$\vec{E} = E_0 (\bar{x}_0 \pm i\bar{y}_0) \cdot \exp[i(\omega t - kz)] \quad (1.20).$$

Волна с круговой поляризацией представляется суммой двух линейно поляризованных волн с одинаковыми частотами и фазовым сдвигом $(\pi/2 \pm m\pi)$. В свою очередь, линейно поляризованная волна может быть представлена в виде суммы волн правой и левой круговой поляризации. Действительно, взяв для определенности волну с линейной поляризацией в плоскости XOZ , представим ее поле в виде:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= E_0 \bar{x}_0 \exp[i(\omega t - kz)] = \frac{E_0}{2} [(\bar{x}_0 + i\bar{y}_0) + (\bar{x}_0 - i\bar{y}_0)] \exp[i(\omega t - kz)] = \\ &= \frac{E_0}{2} (\bar{x}_0 + i\bar{y}_0) \exp[i(\omega t - kz)] + \frac{E_0}{2} (\bar{x}_0 - i\bar{y}_0) \exp[i(\omega t - kz)] \end{aligned} \quad (1.21).$$

3. *Произвольный фазовый сдвиг φ* . В этом случае поляризация световых волн также эллиптическая, но направления главных осей эллипса поляризации не совпадают с координатными осями X и Y . Эллипс вписан в прямоугольник с размерами сторон $2E_{m1}$ и $2E_{m2}$ (рис. 1.1). Угол Ψ между

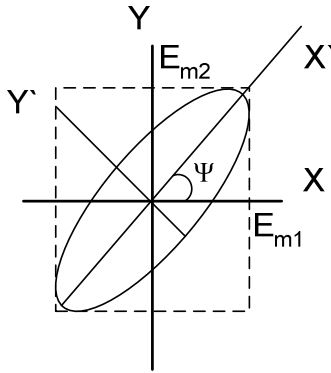


Рис. 1. 1. Ориентация эллипса поляризации при произвольном φ .

направлением главной оси эллипса поляризации и осью X можно выразить через амплитуды компонент E_{m1} , E_{m2} и фазовый сдвиг φ следующим образом [1, 2]:

$$\operatorname{tg} 2\psi = \frac{2E_{1m}E_{2m}}{E_{1m}^2 - E_{2m}^2} \cdot \cos \varphi \quad (1.22).$$

Поле плоской световой волны, бегущей в направлении оси OZ , при эллиптической поляризации, можно записать в виде:

$$\vec{E} = [\bar{x}_0 E_{1m} + \bar{y}_0 E_{2m} \exp(-i\varphi)] \cdot \exp[i(\omega t - kz)] \quad (1.23).$$

Поляризаторы

Поляризаторы - это элементы, преобразующие состояние поляризации световых волн. Они используют эффекты оптического дихроизма (анизотропии поглощения света) и оптической анизотропии кристаллических материалов [1 - 4].

Дихроичные поляризаторы имеют в основе полимерные пленки с молекулами в виде длинных цепочек, ориентированных преимущественно в одном направлении. Пример - пленки поливинилового спирта с добавками йода или хинина. Они могут пропускать до 80% света, поляризованного в одном направлении, и менее 1% света, поляризованного в ортогональном направлении. Достоинство таких поляризаторов - низкая цена, основной недостаток - низкая лучевая стойкость.

Кристаллические поляризаторы изготавливаются, как правило, из природного или синтетического исландского шпата (кальцит, $CaCO_3$). Они обладают высоким оптическим качеством, прозрачны в диапазоне длин волн от 0,2 до 2,2 мкм, устойчивы к воздействию интенсивного лазерного излучения. Существует несколько типов таких элементов. Это призмы Николя, Глана, Волластона, Рошона и т.д. Призмы Николя и Глана пропускают излучение лишь одной поляризации, призмы Волластона и Рошона на выходе имеют два ортогонально поляризованных световых луча, распространяющихся под некоторым углом относительно направления падающего излучения.

Интенсивность света при прохождении линейно поляризованной волны через поляризатор определяется законом Малюса:

$$I_{\hat{a}\hat{a}\hat{o}} = I_0 \cdot \cos^2 \theta \quad (1.24),$$

где I_0 - интенсивность падающей световой волны, θ - угол между направлением поляризации света и главным направлением поляризатора.

Фазовые пластинки

Фазовые пластинки преобразуют линейно поляризованный свет в свет с эллиптической (круговой) поляризацией и наоборот [1 - 3]. Это плоскопараллельные образцы с толщиной d , вырезанные из одноосного кристалла, с оптической осью, лежащей в плоскости пластинки. Линейно поляризованная плоская световая волна с вектором \vec{E} , отклоненным от оптической оси на угол в 45° , в пластинке распадается на обыкновенную и необыкновенную волны, распространяющиеся в кристалле со скоростями $v_o = c/n_o$ и $v_e = c/n_e$. Разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами на выходе пластинки толщиной d :

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d \quad (1.25).$$

Поляризация прошедшего через пластинку светового поля определяется величиной Φ . На практике стандартными элементами являются четвертьволновые ($\lambda/4$) и полуволновые ($\lambda/2$) пластинки. Для $\lambda/4$ пластинки $\Phi = \pi/2$ и при линейной поляризации падающей световой волны прошедшая через пластинку будет иметь круговую поляризацию. Для полуволновой пластинки $\Phi = \pi$ и при линейной поляризации падающей волны прошедшая волна остается также линейно поляризованной, но плоскость ее поляризации поворачивается на 90° .

Очевидно, что если падающая на полуволновую пластинку световая волна имеет круговую поляризацию, то пластинка меняет на противоположное направление вращения вектора \vec{E} в прошедшей волне. В подобной ситуации четвертьволновая пластинка преобразует свет с круговой поляризацией в линейно поляризованный.

При заданной толщине пластинки фазовый сдвиг между волнами с ортогональной поляризацией может быть равен π или $\pi/2$ только на определенной длине волны.

Отражение и преломление плоских световых волн на плоской границе раздела

При решении многих электродинамических задач электромагнитные волны распространяются в среде с резко или плавно изменяющимися электродинамическими параметрами. Типичный пример – прохождение световых волн через границы раздела двух прозрачных сред. При этом, как

известно, возникают отраженные и преломленные волны, направления распространения и амплитуды которых зависят от соотношения между параметрами граничащих сред.

Рассмотрим основные явления при прохождении плоской световой волны через плоскую границу раздела и некоторые соотношения, описывающие законы отражения и преломления, а также выражения для амплитудных и фазовых соотношений между падающей волной и отраженной и преломленной волнами. Изучая наклонное падение плоской волны на границу, рассмотрим два качественно различных случая. В первом из них вектор \vec{E} параллелен граничной плоскости и перпендикулярен плоскости падения волны (**плоскость, в которой лежат нормаль к границе раздела и волновой вектор падающей волны**). Это случай горизонтальной поляризации. Во втором случае вектор \vec{E} лежит в плоскости падения - это случай вертикальной поляризации. Как будет видно, выражения для коэффициентов отражения горизонтально и вертикально поляризованных волн различны, что и обуславливает такой порядок рассмотрения. Кроме того, любая линейно поляризованная волна может быть разложена на компоненты с горизонтальной и вертикальной поляризацией, которые могут рассматриваться отдельно, что обосновывает корректность подобного подхода.

Законы отражения и преломления световых волн

Выражение для плоской электромагнитной волны, распространяющейся в произвольном направлении, определяемом радиус-вектором \vec{r} , имеет вид:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_m \cdot \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.26).$$

Используя комплексные амплитуды, это выражение можно переписать в форме:

$$\dot{\vec{E}}(\vec{r}, t) = \dot{\vec{E}}_m \cdot \exp[-ik(x \cdot \cos \alpha + y \cdot \cos \beta + z \cdot \cos \gamma)] \quad (1.27).$$

Здесь временной множитель учтен в комплексной амплитуде волны, а $\cos(\alpha)$, $\cos(\beta)$, $\cos(\gamma)$ - направляющие косинусы нормали к волновому фронту. Для рассмотрения отражения электромагнитных волн выберем следующую систему координат (рис. 2.5). Пусть граница раздела сред совпадает с плоскостью XOY . Положим для определенности, что в падающей волне нормаль \vec{n} лежит в плоскости XZ . В то же время никаких ограничений на направление нормалей \vec{n}_1 (в отраженной волне) и \vec{n}_2 (в преломленной волне) не накладываем. В таком случае поля падающей, отраженной и преломленной волн, соответственно, будут описываться соотношениями:

$$\dot{\vec{E}}_0(\vec{r}, t) = \dot{\vec{E}}_{m0} \cdot \exp[-ik_0(x \cdot \cos\alpha_0 + z \cdot \cos\gamma_0)] \quad (1.28),$$

$$\dot{\vec{E}}_1(\vec{r}, t) = \dot{\vec{E}}_{m1} \cdot \exp[-ik_1(x \cdot \cos\alpha_1 + y \cdot \cos\beta_1 + z \cdot \cos\gamma_1)] \quad (1.29),$$

$$\dot{\vec{E}}_2(\vec{r}, t) = \dot{\vec{E}}_{m2} \cdot \exp[-ik_2(x \cdot \cos\alpha_2 + y \cdot \cos\beta_2 + z \cdot \cos\gamma_2)] \quad (1.30).$$

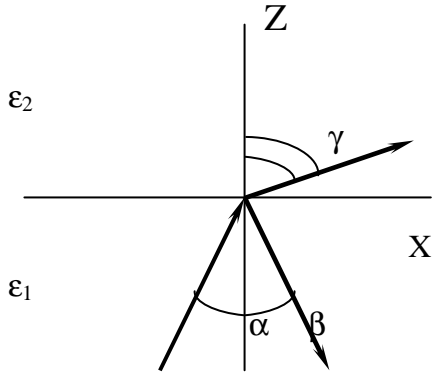


Рис. 1.2.

Исходя из уравнений граничных условий для тангенциальных составляющих вектора \vec{E} получим следующее соотношение:

$$\begin{aligned} & E_{m0} \cdot \exp(-i\omega_0 t) \cdot \exp[-ik_0(x \cdot \cos\alpha_0)] + \\ & + E_{m1} \cdot \exp(-i\omega_1 t) \cdot \exp[-ik_1(x \cdot \cos\alpha_1 + y \cdot \cos\beta_1)] = \\ & = E_{m2} \cdot \exp(-i\omega_2 t) \cdot \exp[-ik_2(x \cdot \cos\alpha_2 + y \cdot \cos\beta_2)] \end{aligned} \quad (1.31).$$

Но оно справедливо лишь при выполнении следующих условий:

1. $\omega_0 = \omega_1 = \omega_2$, т.е. частота электромагнитной волны не изменяется при отражении от неподвижной границы.
2. $\cos\beta_1 = \cos\beta_2 = 0$ т.е. волновые векторы отраженной и преломленной волн лежат в плоскости падения, как и волновой вектор падающей волны.
3. $k_0 \cdot \cos\alpha_0 = k_1 \cdot \cos\alpha_1 = k_2 \cdot \cos\alpha_2$

или, с учетом равенства частот этих волн:

$$\frac{\cos\alpha_0}{v_0} = \frac{\cos\alpha_1}{v_1} = \frac{\cos\alpha_2}{v_2}$$

Отсюда вытекает, во-первых, известный закон, гласящий о том, что *угол падения равен углу отражения*: $\alpha_0 = \alpha_1$ (т.к. $v_0 = v_1$). Второй важный вывод вытекает из второй части приведенного соотношения, которую можно записать в виде: $n_1 \cdot \cos\alpha_1 = n_2 \cdot \cos\alpha_2$. Углы, обозначенные в нашем случае как α_i , обычно называют углами скольжения. Но в подобных задачах принято оперировать углами падения (угол между направлением волнового вектора волны и нормалью к границе раздела), обозначаемыми здесь как γ_i . Учитывая, что $\alpha + \gamma = \pi/2$, последнее соотношение запишем в виде:

$$n_1 \cdot \sin \gamma_1 = n_2 \cdot \sin \gamma_2 \quad (1.32),$$

а это не что иное, как известный закон Снеллиуса.

Формулы Френеля

Это соотношения, определяющие амплитуды отраженных и преломленных электромагнитных волн. Избавившись от временных зависимостей и имея дело только с проекциями амплитуд векторов \vec{E} и \vec{H} (в силу линейности ситуации), с учетом уравнений граничных условий можно получить следующие соотношения для коэффициентов Френеля, соответствующих амплитудам волн с горизонтальной и вертикальной поляризацией.

$$R_{\perp} = \frac{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0 - \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_2}{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0 + \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_2} \quad (1.33),$$

$$T_{\perp} = \frac{2\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0}{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0 + \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_2} \quad (1.34),$$

$$R_{\parallel} = \frac{\sqrt{\epsilon_2} \cdot \cos \theta_0 - \sqrt{\epsilon_1} \cdot \cos \theta_2}{\sqrt{\epsilon_2} \cdot \cos \theta_0 + \sqrt{\epsilon_1} \cdot \cos \theta_2} \quad (1.35),$$

$$T_{\parallel} = \frac{2\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_2}{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0 + \sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_2} \quad (1.36).$$

Здесь индексы \perp и \parallel означают, что вектор \vec{E} перпендикулярен или лежит в плоскости падения, т.е. световая волна имеет горизонтальную или вертикальную поляризацию. Коэффициенты R указывают на амплитуды отраженных, а T на амплитуды прошедших во вторую среду волн. Падающая волна распространяется в среде, которой соответствуют индексы (1) у углов и диэлектрических проницаемостей. Прошедшей волне соответствуют индексы (2).

Из этих соотношений можно видеть, что в случае вертикальной поляризации коэффициент Френеля R_{\parallel} и, соответственно, амплитуда отраженной волны при некотором угле падения могут быть равны нулю. А это значит, что при некотором угле падения отраженная волна с такой поляризацией исчезает. Данный угол называется углом Брюстера. Его величина определяется соотношением:

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \operatorname{tg} \theta_B = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.37).$$

Эффект Брюстера или эффект полного прохождения вертикально поляризованной электромагнитной волны через границу раздела

диэлектриков широко используется на практике. Одним из примеров являются газоразрядные трубки газовых лазеров. Их выходные окна наклонены к оптической оси трубки под углом Брюстера для выделения излучения с линейной поляризацией и минимизации потерь оптического резонатора для данного излучения.

Явление полного внутреннего отражения

Рассмотрим случай, когда электромагнитная волна падает на границу раздела из оптически более плотной среды ($n_1 > n_2$). Из закона Снеллиуса следует, что при этом угол преломления больше, чем угол падения: $\theta_2 > \theta_1$. Таким образом, при величине угла падения, отвечающей условию:

$$\sin \theta_1 = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.38)$$

преломленная волна должна распространяться вдоль границы раздела ($\sin \theta_2 = 1$). Угол $\theta_{1кр} = \arcsin(n_2/n_1)$ называют критическим углом полного внутреннего отражения. Очевидно, что при углах падения больше критического электромагнитная волна во второй среде уже не может уходить от границы.

Достаточно простой анализ показывает, что суммарное световое поле в первой среде представляет собой плоскую волну, бегущую в направлении x с фазовой скоростью, определяемой соотношением:

$$k_x = \frac{\omega}{v_x} = k \cdot \sin \theta, \text{ откуда } v_x = \frac{v}{\sin \theta}.$$

Распределение амплитуды поля данной волны в направлении оси Z представляет собой стоячую волну с волновым числом $k_z = k \cdot \cos \theta$. Волна такого рода, у которой амплитуда возмущения в плоскости волнового фронта изменяется, называется неоднородной плоской волной, направляемой границей раздела сред.

Основные свойства неоднородной плоской волны:

- 1) Плоскости равных фаз ($x = const$) и равных амплитуд ($z = const$) ортогональны.
- 2) В отличие от однородной, неоднородная волна имеет продольные компоненты полей (поля H - при горизонтальной поляризации и E - при вертикальной).
- 3) Фазовая скорость неоднородной волны больше, чем фазовая скорость однородной волны в первой среде $v_x = v/\sin \theta$, но меньше, чем такая скорость во второй среде (т.к. величина θ ограничена величиной критического угла).

Распределение поля во второй среде описывается экспоненциально спадающей зависимостью в направлении нормали к границе раздела, а

вдоль границы это также бегущая волна с той же фазовой скоростью, что и поле в первой среде:

$$E_2 = E_{m2} \cdot \exp(i\omega t) \cdot \exp[-ik_2 \cdot x \cdot \sin\theta_1] \cdot \exp\left[-k_2 \sqrt{\frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2\theta_1 - 1} \cdot z\right] \quad (1.39).$$

Видим, что поле во второй среде также представляет собой неоднородную плоскую волну, бегущую вдоль границы раздела. Амплитуда поля очень быстро уменьшается по экспоненциальному закону с удалением от границы (поле становится пренебрежимо малым на расстояниях $z \approx \lambda$). Тем не менее, оно может быть обнаружено в физических экспериментах даже для света видимого диапазона длин волн.

Явление полного внутреннего отражения электромагнитных волн от границы раздела двух сред находит широкое применение в современной технике. В случае радиодиапазона оно является основой для построения диэлектрических волноводных элементов. Особую роль данный эффект и подобные волноводные элементы играют в оптике. Волоконные световоды, каналные и планарные оптические волноводы представляют собой основу элементной базы современных оптических систем связи и обработки информации.

Примеры решения задач

Задача 1.

Запишите выражение для напряженности электрического поля плоской световой волны, распространяющейся в среде вдоль оси Z , если в плоскости XOY фазовый сдвиг между компонентами вектора E вдоль осей X и Y составляет 90° , а отношение их амплитуд $E_{mx}/E_{my}=0,5$.

Решение:

Согласно условиям задачи, плоская световая волна распространяется вдоль оси z . Тогда, исходя из поперечной структуры ее поля, вектор \bar{E} может располагаться лишь в плоскости XOY и имеет составляющие E_x и E_y . В соответствии с (1.12) изменение величины напряженности электрического поля плоской световой волны во времени и пространстве определяется выражением:

$$\bar{E} = [\bar{x}_0 E_{mx} \cos(\omega t - kz) + \bar{y}_0 E_{my} \cos(\omega t - kz - \varphi)].$$
 Поскольку фазовый сдвиг между составляющими вектора \bar{E} вдоль этих осей равен 90° , а $E_{my} = 2E_{mx}$ то это соотношение принимает окончательный вид:

$$\begin{aligned} \bar{E} &= [\bar{x}_0 E_{mx} \cos(\omega t - kz) + \bar{y}_0 \cdot 2E_{mx} \sin(\omega t - kz)] = \\ &= E_{mx} \cdot [\bar{x}_0 \cos(\omega t - kz) + 2\bar{y}_0 \sin(\omega t - kz)] \end{aligned}$$

Таким образом, рассматриваемый случай соответствует плоской световой волне с эллиптической поляризацией, причем большая ось эллипса параллельна оси Y (поскольку $E_{my} = 2E_{mx}$).

Задача 2.

На пленочный поляризатор падает линейно поляризованный световой пучок мощностью 1 мВт, плоскость поляризации света отклонена от направления главной оси поляризатора на 30° . Какова величина световой мощности, прошедшей через поляризатор, если поляризующий материал заключен между двумя стеклянными пластинками (для стекла $n=1,51$), а френелевскими отражениями на границе между стеклом и этим материалом можно пренебречь?

Решение:

Уменьшение мощности световой волны, прошедшей через поляризатор, обусловлено в реальных элементах эффектами частичного отражения света на границах раздела сред с разными свойствами, поглощения света в материале структуры, а также собственно поляризующим действием такого элемента.

Для наглядности представим схему данного элемента (рис. 1.2). Частичное отражение света может наблюдаться здесь на границах раздела 1

– 4 (отмечены стрелками). Согласно условиям задачи, можно пренебречь эффектом отражения света на границах 2 и 3. Поскольку условиями не определена величина оптического поглощения в материале поляроида, им также пренебрегаем. В итоге, для определения прошедшей световой мощности учитываем эффект частичного отражения света на входной и выходной границах структуры (границы 1 и 4), а также отклонением плоскости поляризации света от главного направления поляроида, определяемым законом Малюса.

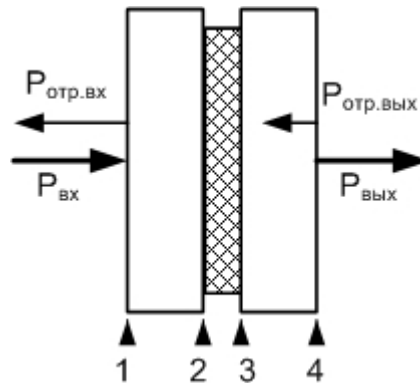


Рис. 1.2. Схема пленочного поляроида.

Поскольку коэффициент отражения света (по интенсивности) на границе диэлектрической среды с показателем преломления n и воздуха определяется соотношением $r = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ [2, 3], то интенсивность (или мощность) прошедшего пучка при полном пропускании поляроида была бы равна $P_{i\delta} = P_{i\ddot{a}\ddot{a}} \cdot (1-r)(1-r) = P_{i\ddot{a}\ddot{a}} \cdot (1-r)^2$. Учет поворота главной оси поляроида относительно плоскости поляризации световой волны приводит это соотношение к виду:

$P_{i\delta} = P_{i\ddot{a}\ddot{a}} \cdot (1-r)^2 \cdot \cos^2 \theta$, где $\theta=30^\circ$. Для $n=1,51$ в итоге получаем:

$$r=0,0413; P_{\text{пр}}=1 \cdot (1-0,0413)^2 \cdot \cos^2(30^\circ)=0,9178 \cdot 0,75=0,6884 \text{ мВт.}$$

Таким образом, мощность прошедшего через поляроид светового пучка в данном случае составляет 0,6884 мВт.

Задачи для самостоятельного решения

Задача 1.1

Запишите выражение для напряженности электрического поля плоской световой волны, распространяющейся в среде вдоль оси X , если в плоскости YOZ фазовый сдвиг между компонентами вектора E вдоль осей Y и Z составляет 270° , а отношение их амплитуд $E_{my}/E_{mz}=1$.

Задача 1.2

Запишите выражение для напряженности электрического поля плоской световой волны, распространяющейся в среде вдоль оси Z , если плоскость поляризации волны совпадает с плоскостью XOZ .

Задача 1.3

Запишите выражение для напряженности электрического поля плоской световой волны, распространяющейся в среде в направлении, составляющем углы в 45° относительно осей X и Z , если плоскость поляризации волны совпадает с плоскостью XOZ .

Задача 1.4

Запишите выражение для напряженности электрического поля плоской световой волны, распространяющейся в среде в направлении, составляющем углы в 45° относительно осей X и Z , если плоскость поляризации волны перпендикулярна плоскости XOZ .

Задача 1.5

Запишите выражение для напряженности электрического поля плоской световой волны, распространяющейся в среде вдоль оси X , если в плоскости YOZ фазовый сдвиг между компонентами вектора E вдоль осей Y и Z составляет 60° , а отношение их амплитуд $E_{my}/E_{mz}=1$.

Задача 1.6

Запишите выражение для напряженности электрического поля в плоской световой волне с линейной поляризацией, распространяющейся в среде в плоскости XOZ , под углом 45° к оси Z , если плоскость поляризации параллельна оси Y .

Задача 1.7

На пленочный поляризатор падает линейно поляризованный световой пучок мощностью 1 мВт, плоскость поляризации света отклонена от направления главной оси поляризатора на 45° . Какова величина световой мощности, прошедшей через поляризатор, если поляризующий материал с показателем

преломления $n_{\text{п}}=1,4$ заключен между двумя стеклянными пластинками (для стекла $n=1,51$), а поглощением света в элементах поляроида можно пренебречь?

Задача 1.8

На пленочный поляроид падает линейно поляризованный световой пучок мощностью 1 мВт, плоскость поляризации света отклонена от направления главной оси поляроида на 60° . Какова величина световой мощности, прошедшей через поляризатор, если поляризующий материал заключен между двумя кварцевыми пластинками (для кварца $n=1,46$), френелевскими отражениями на границе между стеклом и этим материалом можно пренебречь, а поглощение света в материале поляроида составляет 20%?

Задача 1.9

На пленочный поляроид падает линейно поляризованный световой пучок, плоскость поляризации света отклонена от направления главной оси поляроида на 45° . Какова величина световой мощности входного пучка, если мощность прошедшего составляет 1 мВт, поляризующий материал с показателем преломления $n_{\text{п}}=1,4$ заключен между двумя стеклянными пластинками (для стекла $n=1,51$), а поглощением света в элементах поляроида можно пренебречь?

Задача 1.10

На пленочный поляроид падает линейно поляризованный световой пучок, плоскость поляризации света отклонена от направления главной оси поляроида на 45° . Какова величина световой мощности входного пучка, если мощность прошедшего составляет 1 мВт, поляризующий материал с показателем преломления $n_{\text{п}}=1,4$ заключен между двумя стеклянными пластинками (для стекла $n=1,51$), а в материале поляроида поглощается 10% мощности падающей световой волны?

Задача 1.11

На пленочный поляроид падает линейно поляризованный световой пучок. Плоскость поляризации света отклонена от направления главной оси поляроида на 60° , показатели преломления стеклянных пластин, между которыми находится поляризующий материал, и этого материала одинаковы. Какова величина показателя преломления поляризующего материала, если поглощением света в элементах поляроида можно пренебречь, а суммарное ослабление световой мощности, прошедшей через поляроид, составляет 90%?

Задача 1.12

Определите наименьшую толщину пластинки слюды, при которой эта пластинка может служить для получения монохроматического света, поляризованного по кругу. Длина световой волны 590 нм. Показатели преломления волн, проходящих сквозь пластинку и поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях, равны: $n_1 = 1,594$ и $n_2 = 1,589$.

Задача 1.13

Определите наименьшую толщину пластинки слюды, при которой эта пластинка может служить для поворота плоскости поляризации монохроматического света с линейной поляризацией на 90° . Длина световой волны 590 нм. Показатели преломления волн, проходящих сквозь пластинку и поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях, равны: $n_1 = 1,594$ и $n_2 = 1,589$.

Задача 1.14

Определите наименьшую толщину пластинки слюды, при которой пластинка может служить для поворота плоскости поляризации монохроматического света с линейной поляризацией на 270° . Длина световой волны 589 нм. Показатели преломления волн, проходящих сквозь пластинку и поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях, равны: $n_1 = 1,594$ и $n_2 = 1,589$.

Задача 1.15

На пластинку слюды падает монохроматическая световая волна с круговой поляризацией. Определите наименьшую толщину пластинки, при которой она преобразует данную световую волну в линейно поляризованную. Длина волны света 590 нм, показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн в слюде на этой длине волны равны $n_1 = 1,594$ и $n_2 = 1,589$.

Задача 1.16

На пластинку кристаллического кварца с оптической осью, лежащей в плоскости пластинки, падает монохроматическая световая волна с круговой поляризацией (длина волны света 633 нм). Определите наименьшую толщину пластинки, при которой прошедшая световая волна будет также иметь круговую поляризацию, но направление вращения вектора \mathbf{E} изменится на обратное. Показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн для кристаллического кварца на этой длине волны равны $n_1 = 1,544$ и $n_2 = 1,553$.

Задача 1.17

Каков угол между главными плоскостями идеальных поляризаторов, если световой поток, выходящий из анализатора, составляет 50% от светового потока, проходящего через поляризатор?

Задача 1.18

Световая волна падает по нормали на пластинку кварца, вырезанную параллельно оптической оси. Определите разность хода обыкновенной и необыкновенной волн, прошедших через пластинку, если толщина пластинки 0,040 мм и показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн равны, соответственно, 1,54426 и 1,55337.

Задача 1.19

Плоскопараллельная четвертьволновая пластинка вырезана из кварца. Толщина пластины составляет 16 мкм. На нее падает монохроматическая волна с $\lambda = 590$ нм. Определите показатель преломления необыкновенной волны, если показатель преломления обыкновенной $n_0 = 1,5442$.

Задача 1.20

Плоскопараллельная пластина толщиной 50 мкм вырезана из ниобата лития, оптическая ось кристалла параллельна плоскости пластины. На какую величину нужно изменить толщину пластины, чтобы она могла играть роль полуволновой фазовой пластинки для света с длиной волны $\lambda = 633$ нм, если показатели преломления кристалла для обыкновенной и необыкновенной волн равны 2,286 и 2,202 на данной длине волны?

2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ И ТЕХНИКИ ВОЛОКОННО - ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

Основные параметры волоконно-оптических датчиков (ВОД)

Связь выходного тока фотоприемника $I_{\text{фп}}$ ВОД с величиной внешнего воздействия $F_{\text{вх}}$ определяется функцией преобразования ВОД. Это сложная многоступенчатая зависимость:

$$I_{\text{фп}} = S_{\text{фп}} k_n P_{\text{ии}}(I_{\text{ии}}) \cdot f_{\text{фп}} \{ y_i [x_i (F_{\text{изм}}(F_{\text{вх}}))] \},$$

где $P_{\text{ии}}(I_{\text{ии}})$ – мощность оптического излучения создаваемого источником излучения при протекании по нему тока $I_{\text{ии}}$, Вт;

$f_{\text{фп}}$ – функция фотоприемного преобразования;

$S_{\text{фп}}$ – интегральная чувствительность фотоприемника, мА/Вт;

k_n – коэффициент потерь мощности оптического излучения при $F_{\text{вх}}=0$;

x_i – изменение оптического параметра среды, индуцированное измеряемой физической величиной;

y_i – параметр световой волны (амплитуда, фаза, угол поворота плоскости поляризации, длина волны λ , время задержки импульса отклика t , пространственные координаты регистрируемого излучения X, Y).

Характеристики ВОД

На рис. 2.1 схематично представлены реальная и идеальная характеристики ВОД. Идеальная характеристика представлена линейной зависимостью выходной величины U от входного воздействия $F_{\text{вх}}$. Ниже даются определения некоторых типовых характеристик ВОД как измерительных преобразователей.

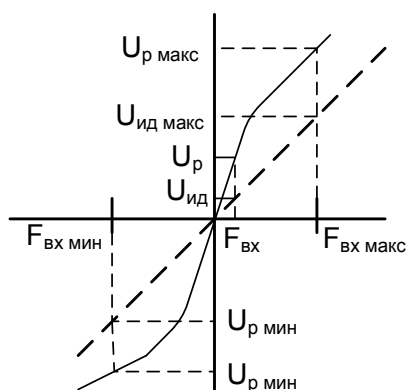


Рис. 2.1. Идеальная и реальная характеристики датчика.

- 1) Диапазон входных воздействий $F_{\text{вх}}$: $F_{\text{вх мин}} - F_{\text{вх макс}}$;
- 2) Основная погрешность δ , %

$$\delta = \left| (U_{\text{р}} - U_{\text{ид}})_{\text{макс}} / U_{\text{р макс}} \right| \cdot 100\% \quad (2.1),$$

где $U_{\text{р}}$, $U_{\text{ид}}$ – реальное и идеальное значения выходного сигнала датчика;

- 3) нелинейность характеристики $\delta_{\text{нел}}$, %

$$\delta_{\text{нел}} = \left| (U_p - U_{\text{ид}}) / U_{\text{ид}} \right| \cdot 100\% \quad (2.2);$$

- 4) температурный диапазон $T_{\text{min}} - T_{\text{max}}$, °C;

- 5) дополнительная температурная погрешность, %/(10° K)

$$\delta_{\text{Тп}} = \left| (U_{\text{T}+10^\circ} - U_{\text{T}}) / U_{\text{T}} \right| \cdot 100\% ;$$

- 6) дополнительная погрешность от давления, %/Па

$$\delta_p = \left| (U_{p_0+\Delta p} - U_{p_0}) / U_{p_0} \right| \cdot 100\% / \Delta P$$

где P_0 , ΔP – начальное значение и приращение давления;

- 7) величина минимально детектируемого воздействия $F_{\text{min det}}$, которая определяется шумами фотоприемной схемы и (если он есть) нормирующего преобразователя;

- 8) частотный диапазон работы прибора $f_{\text{макс}} - f_{\text{мин}}$;

- 9) динамический диапазон датчика,

$$D = 20 \cdot \lg[(F_{\text{вх макс}} - F_{\text{вх мин}}) / F_{\text{мин дет}}] ;$$

- 10) собственные потери оптического излучения в датчике, дБ

$$B_0 = 10 \cdot \lg(P_{\text{ин}} / P_{\text{вых0}}) \quad (2.3),$$

где $P_{\text{вых0}}$ – полная мощность излучения на выходе датчика при $F_{\text{вх}}=0$;

- 11) индуцированные потери оптического излучения, ΔB

$$\Delta B = 10 \cdot \lg(P_{\text{вых0}} / P_{\text{вых}}) ;$$

- 12) суммарные потери оптического излучения В:

$$B = B_0 + \Delta B.$$

Некоторые соотношения, характеризующие чувствительные элементы ВОД разных типов

ВОД поляризационно-вращательного типа на основе эффекта Фарадея

Основой элементов поляризационно-вращательного типа являются материалы, в которых под влиянием внешних воздействий возможен поворот эллипса поляризации световой волны без изменения его формы. В случае линейной поляризации этот эффект сводится к повороту плоскости поляризации. В оптических материалах поворот плоскости поляризации наблюдается при распространении света в среде при наличии продольной составляющей вектора напряженности магнитного поля (или магнитной индукции) – это эффект Фарадея. Угол поворота плоскости поляризации определяется соотношением [1, 4, 5]:

$$\alpha = V_B \int_0^L \overline{H} \cdot \overline{dl} \quad (2.4),$$

где V_B – постоянная Вердэ или магнитная вращательная способность, величина которой зависит от микроскопических параметров вещества и длины волны света; L – оптическая длина пути света в среде.

На рисунке 2.2 приведена стандартная схема ВОД магнитного поля поляризационно-вращательного типа с волоконным световодом, играющим роль линии передачи. Основа датчика – элемент Фарадея с поляризационными элементами – поляризатором и анализатором.

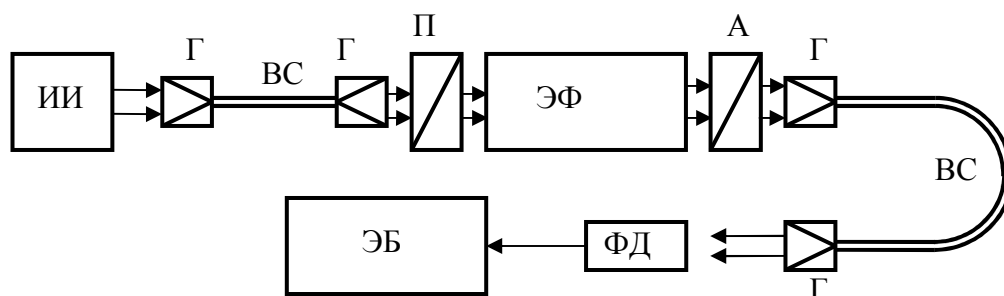


Рис. 2.2. Схема датчика на основе элемента Фарадея. ИИ – источник излучения; Г – граданы; ВС – передающий и приемный световоды; П – поляризатор; А – анализатор; ЭФ – элемент Фарадея; ФД – фотодетектор; ЭБ – электронный блок.

Источником излучения в таких приборах, как правило, является светодиод. Его излучение вводится в многомодовый световод с граданами на входном и выходном концах. Благодаря поляризатору (П), в элемент Фарадея (ЭФ) вводится линейно поляризованная световая волна. После ЭФ свет проходит через анализатор и вводится в приемный ВС, доставляющий свет к фотодетектору (ФД). Для обеспечения максимальной чувствительности и линейности характеристики прибора главные оси поляризатора и анализатора скрещены под углом 45° . При этом, согласно закону Малюса, световое поле после анализатора можно представить в виде:

$$I = I_0 \cdot \cos^2(\alpha + 45^\circ) = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(2\alpha + 90^\circ)] = \frac{I_0}{2} [1 + \sin(2\alpha)] \quad (2.5).$$

Для малых углов поворота плоскости поляризации α это выражение упрощается и изменение интенсивности света на выходе анализатора можно считать линейной функцией угла α :

$$\Delta I \approx \pm \frac{I_0}{2} \cdot \sin(2\alpha) = \pm I_0 \cdot \alpha \quad (2.6).$$

Гомодинный интерферометр Маха-Цендера

В интерферометре Маха-Цендера (рис. 2.3) когерентный световой пучок от источника излучения (ИИ) с помощью полупрозрачного зеркала (ППЗ) или светоделительного кубика расщепляется на два пучка (опорный и сигнальный), распространяющихся по разным путям. С помощью полностью отражающих зеркал (ГЗ) и второго полупрозрачного зеркала эти пучки вновь объединяются и результат их интерференции может регистрироваться фотодетекторами (Ф). В измерительном плече внешнее воздействие (В) модулирует характеристики среды, что приводит к фазовой модуляции светового поля в этом плече. Такой интерферометр называют гомодинным, поскольку частота светового поля в опорном и измерительном плечах одинакова.

Полагая, что поле опорного и сигнального световых пучков на выходе интерферометра определяется соотношениями $E_1 = E_{01} \cos(\omega t)$, $E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \varphi)$, где дополнительный фазовый сдвиг φ обусловлен наличием внешнего воздействия, интенсивность результирующего светового поля можно выразить в виде:

$$I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\varphi) \quad (2.7).$$

где $I_1 = E_{01}^2 / 2$; $I_2 = E_{02}^2 / 2$. Зависимость интенсивности выходного сигнала интерферометра Маха-Цендера и, соответственно, тока фотодетектора от величины фазового сдвига φ , нелинейна, а ее крутизна при малых значениях φ очень мала. Максимальная крутизна и линейность данной характеристики достигаются при $\varphi = \pi/2 \pm m\pi$. На практике при использовании таких интерферометров в качестве датчиков физических величин для обеспечения высокой линейности и чувствительности задается начальный фазовый сдвиг $\pm \pi/2$ между световым полем в опорном и измерительном каналах (Рис. 2.4).

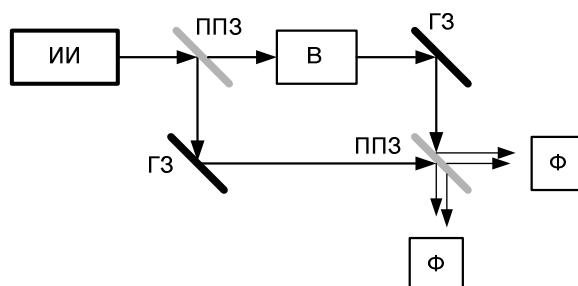


Рис. 2.3. Схема гомодинного интерферометра Маха - Цендера

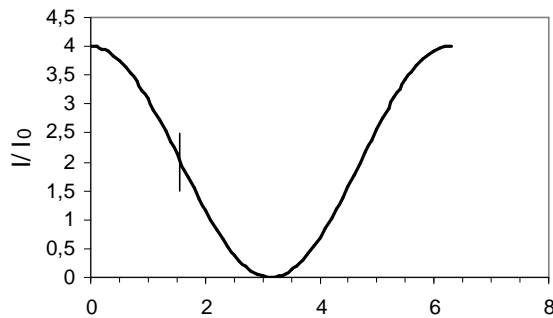


Рис. 2.4. Рабочая характеристика интерферометра Маха-Цендера (середина линейного участка отмечена линией)

Гомодинный интерферометр Маха-Цендера обладает следующими недостатками. Во-первых, это очень высокая чувствительность к колебаниям температуры. Низкочастотные колебания температуры приводят к появлению дрейфовой составляющей фазового сдвига φ_d . Этот дрейф приводит к изменению положения рабочей точки интерферометра, что изменяет крутизну зависимости $I(\varphi)$ и величину нелинейных искажений. Кроме того, масштабный коэффициент рабочей характеристики интерферометра $2\sqrt{I_1 I_2}$ зависит от мощности входного светового сигнала и флуктуации этой мощности также могут стать причиной погрешности измерений.

Для улучшения характеристик таких интерферометров используют измерение переменной составляющей выходного сигнала, частота которой выше частоты дрейфовой составляющей. Компенсацию дрейфа рабочей точки интерферометра осуществляют с помощью фазовращателей. Типичным примером такого фазовращателя являются, например, пластина или цилиндр из пьезокерамики, на которых ВС закреплен с помощью клея. Пьезокерамический элемент включается в контур обратной связи и управляется через электронную цепь.

ВОД на основе интерферометра Фабри-Перо

Основные соотношения для интерферометра Фабри-Перо.

Интерферометр Фабри-Перо (ИФП) представляет собой два плоских зеркала с высоким коэффициентом отражения и с параллельными плоскостями, расположенных на расстоянии L друг от друга (рис. 2.5). Для параллельного монохроматического светового пучка, при прохождении его между зеркалами Z_1 и Z_2 туда и обратно, и фазовом набеге световой волны, кратном 2π , эта система является резонатором. При этом пропускание его максимально и при отсутствии поглощения равно единице. При отличии фазового набега от кратного 2π , пропускание интерферометра очень мало.

При учете многократных проходов световой волны в резонаторе интенсивность света на выходе ИФП определяется соотношением:

$$I_{\text{вых}} = \frac{I_{\text{вх}}(1-R^2)^2}{1+R^4-2R^2\cos(2kL\cdot\cos\theta)} \quad (2.8),$$

где $I_{\text{вх}}=E_0^2$ – интенсивность световой волны на его входе. Таким образом, величина максимального и минимального пропускания ИФП составит при осевом распространении света:

$$\eta_{\text{max}} = \frac{I_{\text{вых}}^{\text{max}}}{I_{\text{вх}}} = 1, \quad \eta_{\text{min}} = \frac{I_{\text{вых}}^{\text{min}}}{I_{\text{вх}}} = \frac{(1-R^2)^2}{(1+R^2)^2} \quad (2.9).$$

Зависимости величины пропускания интерферометра η от величины фазового набега $2kL$ при разных значениях R приведена на рис. 2.6. Можно видеть, что для $\theta=0$ пропускание системы максимально при выполнении условия $2kL=2m\pi$, где m – целое число, что соответствует хорошо известному условию резонанса $L=m\lambda/2$. При отсутствии поглощения в зеркалах $\eta_{\text{max}}=1$. Поскольку, согласно (2.8) величина оптического пропускания ИФП при заданных параметрах зеркал определяется его базой L и длиной волны света в среде, заполняющей интерферометр, то она может изменяться при изменении L , показателя преломления среды и длины волны света.

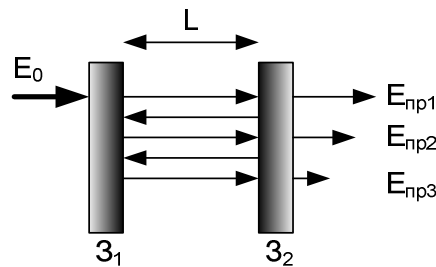


Рис. 2.5. Схема интерферометра Фабри - Перо

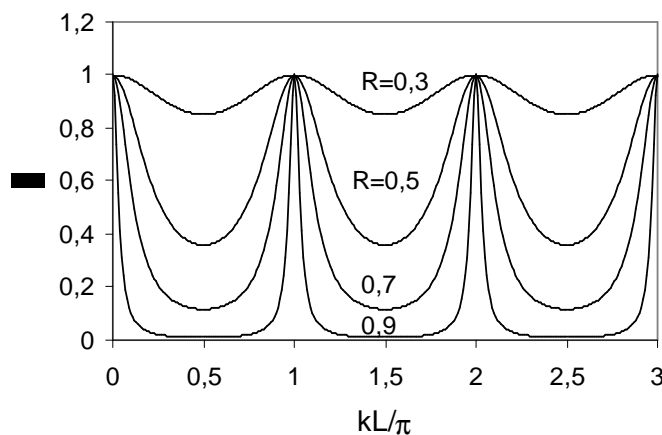


Рис. 2.6. Зависимости оптического пропускания интерферометра Фабри – Перо от величины фазового набегу

Пример реализации ВОД на основе интерферометра Фабри - Перо

На основе встроенных ИФП реализованы измерители температуры. Схема подобного термодатчика приведена на рис. 2.7. Одномодовый ВС жестко закреплен на оси термозащитного кожуха в виде трубки из керамики или нержавеющей стали. Внешнее зеркало резонатора представляет собой поверхность плоскопараллельного образца толщиной L , закрепленного в защитном кожухе. При изменении температуры, вследствие эффекта теплового расширения, поверхность внешнего зеркала смещается и расстояние между зеркалами интерферометра изменяется. При начальном расстоянии между зеркалами d_0 , отвечающем температуре T , и коэффициенте теплового расширения α_T изменение расстояния между зеркалами составит $\delta = \alpha_T L_0 \Delta T$ для изменения температуры ΔT . Подобного типа измерители температуры выпускаются рядом зарубежных компаний. Диапазон измеряемых температур достигает 800°C , точность $\pm 1^\circ\text{C}$, разрешение $0,1^\circ\text{C}$, время отклика – от десятых долей секунды до нескольких секунд.



Рис. 2.7. Схема измерителя температуры на основе встроенного ИФП

Волоконно-оптические брэгговские решетки

В последнее время в ВОД в качестве чувствительных элементов, реагирующих на внешнее воздействие, широко используются волоконно-оптические брэгговские решетки (ВОБР). Интерес к ним в большой степени связан с возможностью голографического формирования ВОБР непосредственно в процессе вытягивания ВС и с полностью волоконной конфигурацией таких чувствительных элементов.

ВОБР представляет собой участок сердцевины ВС (как правило, одномодового), в области которого показатель преломления (ПП) имеет периодическую модуляцию в направлении оси световода. В кварцевой оболочке ПП остается практически неизменным. Такая структура может

обладать очень высокой спектральной селективностью, т.е. высокой отражательной способностью в узкой полосе частот, что и определяет возможности широкого применения ВОБР в волоконно-оптических элементах и устройствах. Относительная спектральная ширина полосы ВОБР может составлять 10^{-6} и менее. К их существенным достоинствам можно отнести возможности варьирования спектральных и дисперсионных характеристик, полностью волоконное исполнение, низкие оптические потери, возможность формирования решеток с разными характеристиками в одном световоде и т.д.

Пространственный период Λ для ВОБР, отражающей свет с длиной волны λ , должен удовлетворять соотношению: $\Lambda = \lambda / 2n_1$, где n_1 – показатель преломления фундаментальной моды световода. Соответственно, величина Λ составляет от 0,2 до 0,5 мкм для света с длинами волн от 0,63 мкм (излучение *He-Ne* лазера) до 1,5 мкм (телекоммуникационный диапазон).

Информативные параметры отклика ВОБР

Основной эффект при взаимодействии света с ВОБР связан с брэгговским отражением световой волны (Рис. 2.8), если ее длина волны λ удовлетворяет условию Брэгга $\lambda = 2\Lambda n_{\text{мн}}$, где $n_{\text{мн}}$ – эффективный показатель преломления волноводной моды.

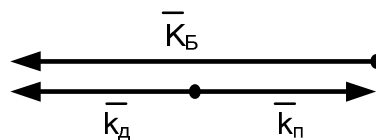


Рис. 2.8. Векторные диаграммы для дифракции света в ВОБР.

Очевидно, что при использовании ВОБР в качестве чувствительных элементов ВОД, информация об их характеристиках и изменении этих таковых при наличии физических воздействий содержится в спектральных характеристиках светового поля, прошедшего через ВОБР или отраженного ею. В этом случае световой сигнал, излучаемый источником, представляет собой импульс, ширина спектра которого превышает ширину спектральной характеристики ВОБР. Тогда в спектре прошедшего через ВОБР светового поля должен наблюдаться провал, соответствующий интервалу частот, эффективно отражаемому решеткой. Отраженный сигнал является узкополосным, его положение в спектральной области определяется брэгговским условием. Качественно картина изменения спектра светового импульса при его взаимодействии с ВОБР иллюстрируется рисунком 2.9.

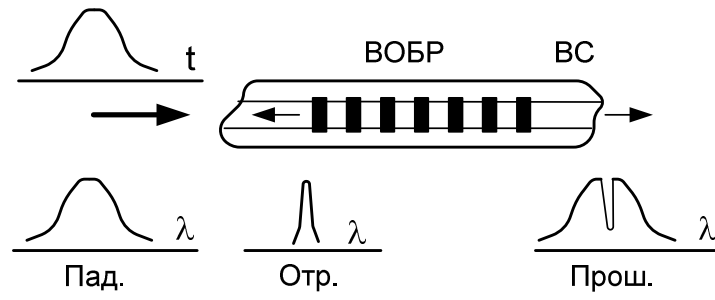


Рис. 2.9. Иллюстрация изменения спектра зондирующего светового сигнала (Пад.) при его прохождении через ВОБР (Прош.) и при отражении ею (Отр.).

Примеры решения задач

Задача 1

Оптический датчик напряженности магнитного поля построен на основе эффекта Фарадея в свинцовом стекле с показателем преломления $n=1,6$. Источником излучения является светодиод, излучение которого подводится к чувствительному элементу и отводится от него с помощью многомодовых волоконных световодов с градиентными стержневыми линзами. В качестве поляризатора и анализатора используются пленочные поляроиды с начальными оптическими потерями 20%. Определите собственные оптические потери прибора, считая, что его рабочая точка находится в середине линейного участка, а торцевые поверхности градиентных линз просветлены (потерями на отражение света от этих поверхностей можно пренебречь).

Решение

Оптические потери в данном устройстве обусловлены начальными оптическими потерями поляризатора и анализатора, а также поворотом друг относительно друга главных направлений поляризатора и анализатора, определяющим положение рабочей точки прибора. Середина линейного участка соответствует углу между ними в 45° . Таким образом, световая мощность на выходе анализатора может быть найдена как:

$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} \cdot 0,8 \cdot 0,8 \cdot \cos^2(45^\circ) = 0,64 \cdot 0,5 \cdot P_{\text{вх}} = 0,32 P_{\text{вх}}$. Соответственно, потери мощности составляют 68% или

$$B_0 = 10 \cdot \lg(P_{\text{вх}}/P_{\text{вых}}) = 10 \cdot \lg(1/0,32) = 10 \cdot \lg(3,125) = 4,95 \text{ дБ}$$

Ответ: Собственные оптические потери прибора составляют 4,95 дБ.

Задача 2

Интерферометр Фабри-Перо образован двумя диэлектрическими зеркалами с коэффициентом отражения (по интенсивности) $r=0,9$ для излучения с длиной волны $\lambda=532$ нм. Зеркала нанесены на плоскопараллельную кварцевую пластину толщиной L (показатель преломления кварца на этой длине волны считать равным $n=1,46$). Полагая, что потери на поглощение в зеркалах и кварцевой пластине отсутствуют, определите толщину пластины, при которой оптическое пропускание интерферометра трехкратно превышает его минимальную величину.

Решение

Величина оптического пропускания интерферометра Фабри-Перо определяется соотношением (2.8):

$$\eta = \frac{I_{\hat{a}\hat{u}\hat{o}}}{I_{\hat{a}\hat{o}}} = \frac{(1 - R^2)^2}{1 + R^4 - 2R^2 \cos(2kL \cdot \cos \theta)},$$

где L – расстояние между зеркалами (в нашем случае – толщина кварцевой пластины); R – коэффициент отражения зеркала по амплитуде; $k = (2\pi/\lambda) \cdot n$ – волновое число света в среде; λ – длина волны; n – показатель преломления среды, заполняющей пространство между зеркалами.

Величина минимального пропускания интерферометра Фабри-Перо (2.9) зависит от коэффициента отражения зеркал:

$$\eta_{\min} = \frac{I_{\hat{a}\hat{u}\hat{o}}^{\min}}{I_{\hat{a}\hat{o}}} = \frac{(1 - R^2)^2}{(1 + R^2)^2}.$$

Учитывая связь между коэффициентами отражения по амплитуде и интенсивности ($r = R^2$), найдем величину минимального пропускания интерферометра: $\eta_{\min} = (1 - 0,9)^2 / (1 + 0,9)^2 = 0,01 / 3,61 = 0,00277$.

Согласно условиям задачи, необходимо найти толщину пластины, при которой пропускание интерферометра составит 0,00831. Поскольку толщина пластины входит в аргумент косинуса в знаменателе (2.8), пропускание интерферометра является периодической функцией. Этот аргумент (считая, что $\cos \theta = 1$) можно представить тогда в виде: $2kL + m\pi$, где m – целое число. Подставив величины r , η в (2.8), получим, что для обеспечения требуемой величины пропускания интерферометра 0,00831 должно выполняться условие $\cos(2kL_{\min} + m\pi) = 0,337$, где L_{\min} это минимально возможная толщина пластинки, удовлетворяющая данному условию. Соответственно, при $m=0$ получим $L_{\min} = 0,036$ мкм, а другие значения толщины пластины L , удовлетворяющие заданному условию, определяются соотношением $L = L_{\min} + \lambda/4n$.

Задачи для самостоятельного решения

Задача 2.1

Датчик напряженности магнитного поля построен на основе эффекта Фарадея в свинцовом стекле с показателем преломления $n=1.6$. Источником излучения является светодиод, излучение которого подводится к чувствительному элементу и отводится от него с помощью многомодовых световодов с градиентными стержневыми линзами. В качестве поляризатора и анализатора используются кристаллические элементы с начальными оптическими потерями 1% каждый (потери на отражение от граней). Определите собственные оптические потери прибора, считая, что его рабочая точка находится в середине линейного участка, а торцевые поверхности градиентных линз просветлены (потерями на отражение света от этих поверхностей можно пренебречь).

Задача 2.2

Датчик напряженности магнитного поля построен на основе эффекта Фарадея в свинцовом стекле с показателем преломления $n=1.6$. Источником излучения является светодиод, излучение которого подводится к чувствительному элементу и отводится от него с помощью многомодовых световодов с градиентными стержневыми линзами. В качестве поляризатора и анализатора используются кристаллические элементы с начальными оптическими потерями 5% каждый (потери на отражение от граней). Определите диапазон значений угла поворота плоскости поляризации света на выходе элемента из допустимой нелинейности характеристики устройства в 5%.

Задача 2.3

Датчик напряженности магнитного поля построен на основе эффекта Фарадея в свинцовом стекле с показателем преломления $n=1.6$ и постоянной Верде $V_b=0,04$ мин/(Э·см). Определите величину относительного изменения интенсивности света на выходе устройства считая, что его рабочая точка находится в середине линейного участка, длина чувствительного элемента в направлении распространения света равна 1 см, а продольная составляющая напряженности магнитного поля равна 200 А/м. (Справка: $1\text{Э}\approx 80$ А/м).

Задача 2.4

В интерферометре Маха-Цендера амплитуда световой волны в опорном плече на 20% выше, чем амплитуда поля в сигнальном плече. Запишите выражение для интенсивности света на выходе интерферометра.

Задача 2.5

Интерферометр Фабри-Перо образован двумя диэлектрическими зеркалами с коэффициентом отражения (по интенсивности) $r=0.9$ для излучения с длиной волны $\lambda=532$ нм. Зеркала нанесены на плоскопараллельную кварцевую пластину толщиной L (показатель преломления кварца на этой длине волны считать равным $n=1.46$). Полагая, что потери на поглощение в зеркалах и кварцевой пластине отсутствуют, определите толщину пластины, при которой оптическое пропускание интерферометра окажется максимальным.

Задача 2.6

В интерферометре Маха-Цендера для достижения максимальной чувствительности используется метод термического контроля положения его рабочей точки. При каком изменении температуры достигается максимальная чувствительность прибора, если длина нагреваемого участка волоконного световода составляет 1 см, а температурный коэффициент показателя преломления световода равен $10^{-5}/\text{град}$.

Задача 2.7

Интерферометр Фабри-Перо образован двумя диэлектрическими зеркалами с коэффициентом отражения (по интенсивности) $r=0.8$ для излучения с длиной волны $\lambda=633$ нм. Зеркала расположены на расстоянии L (пространство между ними заполнено жидкостью с показателем преломления на этой длине волны $n=1.37$). Полагая, что потери на поглощение в зеркалах и в жидкости отсутствуют, определите величину L при которой оптическое пропускание интерферометра составляет половину от его максимального значения.

Задача 2.8

Волоконно-оптический интерферометр Маха-Цендера используется в качестве датчика температуры. Длина чувствительного участка световода составляет 10 см, а температурный коэффициент показателя преломления равен $5 \cdot 10^{-6}/\text{град}$. При каком изменении температуры изменение интенсивности света на выходе интерферометра составит 20% от его начального значения (считать, что начальное положение рабочей точки соответствует середине линейного участка выходной характеристики интерферометра)?

Задача 2.9

Интерферометр Фабри-Перо образован двумя диэлектрическими зеркалами с коэффициентом пропускания (по интенсивности) $t=0.3$ для излучения с длиной волны $\lambda=515$ нм. Зеркала нанесены на плоскопараллельную кварцевую пластину толщиной L (показатель преломления кварца на этой

длине волны считать равным $n=1.465$). Полагая, что потери на поглощение в зеркалах и кварцевой пластине отсутствуют, определите толщину пластины, при которой пропускание интерферометра оказывается максимальным.

Задача 2.10

В волоконно-оптическом интерферометре Маха-Цендера соотношение интенсивностей света в опорном и сигнальном каналах составляет 1:2. На какую величину изменяется при этом максимальная чувствительность интерферометра в сравнении со случаем одинаковых интенсивностей света в обоих каналах?

Задача 2.11

Интерферометр Фабри-Перо образован двумя диэлектрическими зеркалами с коэффициентом пропускания (по интенсивности) $t=0.4$ для излучения с длиной волны $\lambda=515$ нм. Зеркала нанесены на плоскопараллельную кварцевую пластину толщиной 1 мм (показатель преломления кварца на этой длине волны считать равным $n=1.465$). Полагая, что потери на поглощение в зеркалах и кварцевой пластине отсутствуют, определите, на какую величину необходимо изменить толщину кварцевой пластины для обеспечения максимального пропускания интерферометра.

Задача 2.12

В интерферометре Маха-Цендера амплитуда световой волны в сигнальном плече на 30% выше, чем амплитуда поля в опорном плече. Запишите выражение для интенсивности света на выходе интерферометра.

Задача 2.13

Интерферометр Фабри-Перо образован двумя диэлектрическими зеркалами с коэффициентом пропускания (по интенсивности) $t=0.3$ для излучения с длиной волны $\lambda=633$ нм. Зеркала нанесены на плоскопараллельную кварцевую пластину толщиной 2 мм (показатель преломления кварца на этой длине волны считать равным $n=1.46$). Полагая, что потери на поглощение в зеркалах и кварцевой пластине отсутствуют, определите, на какую величину необходимо изменить толщину кварцевой пластины для обеспечения минимального пропускания интерферометра.

Задача 2.14

В интерферометре Маха-Цендера для достижения максимальной чувствительности используется метод термического контроля положения его рабочей точки. При каком изменении температуры достигается максимальная чувствительность прибора, если длина нагреваемого участка волоконного световода составляет 2 см, а температурный коэффициент показателя преломления равен $10^{-6}/\text{град}$?

Задача 2.15

Интерферометр Фабри-Перо образован двумя диэлектрическими зеркалами с коэффициентом отражения (по интенсивности) $r=0.8$ для излучения с длиной волны $\lambda=633$ нм. Зеркала расположены на расстоянии 1 мм (пространство между ними заполнено жидкостью с показателем преломления на этой длине волны $n=1.37$). Полагая, что потери на поглощение в зеркалах и в жидкости отсутствуют, определите величину изменения показателя преломления жидкости Δn , при которой оптическое пропускание интерферометра достигнет максимального значения.

Задача 2.16

Волоконно-оптический интерферометр Маха-Цендера используется в качестве датчика температуры. Длина чувствительного участка световода составляет 20 см, а температурный коэффициент показателя преломления равен $2 \cdot 10^{-6}/\text{град}$. При каком изменении температуры изменение интенсивности света на выходе интерферометра составит 20% от его начального значения (считать, что начальное положение рабочей точки соответствует середине линейного участка выходной характеристики интерферометра)?

Задача 2.17

Интерферометр Фабри-Перо образован двумя диэлектрическими зеркалами с коэффициентом отражения (по интенсивности) $r=0.9$ для излучения с длиной волны $\lambda=633$ нм. Зеркала расположены на расстоянии 1 мм (пространство между ними заполнено жидкостью с показателем преломления на этой длине волны $n=1.37$). Полагая, что потери на поглощение в зеркалах и в жидкости отсутствуют, определите величину изменения показателя преломления жидкости Δn , при которой оптическое пропускание интерферометра достигнет значения 0.5.

Задача 2.18

В волоконно-оптическом интерферометре Маха-Цендера соотношение интенсивностей света в опорном и сигнальном каналах составляет 1:3. На какую величину изменяется при этом максимальная чувствительность интерферометра в сравнении со случаем одинаковых интенсивностей света в обоих каналах?

Задача 2.19

Интерферометр Фабри-Перо образован двумя диэлектрическими зеркалами с коэффициентом отражения (по интенсивности) $r=0.6$ для излучения с длиной волны $\lambda=633$ нм. Зеркала расположены на расстоянии 1 мм (пространство между ними заполнено жидкостью с показателем

преломления на этой длине волны $n=1.45$). Полагая, что потери на поглощение в зеркалах и в жидкости отсутствуют, определите величину изменения показателя преломления жидкости Δn , при которой оптическое пропускание интерферометра достигнет минимального значения.

Задача 2.20

Интерферометр Фабри-Перо образован двумя диэлектрическими зеркалами с коэффициентом отражения (по интенсивности) $r=0.9$ для излучения с длиной волны $\lambda=500$ нм. Зеркала нанесены на плоскопараллельную стеклянную пластину толщиной 3 мм (показатель преломления стекла на этой длине волны считать равным $n=1.6$). Потери на поглощение в зеркалах и стекле отсутствуют. Определите, на сколько градусов нужно нагреть пластину для достижения максимального пропускания интерферометра, если температурный коэффициент показателя преломления стекла $dn/dT=-3 \cdot 10^{-5}/\text{град}$. Эффектом теплового расширения материала можно пренебречь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.М.Шандаров. Волоконно-оптические устройства технологического назначения: учеб. пособие. – Томск : Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2007. – 190с. ISBN 978-5-86889-377-3.
2. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. - 720 с.
2. Ярив А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх. – М.: Мир, 1987.– 616 с.
4. Окоси Т. Волоконно - оптические датчики / Под ред. Т.Окоси. Л.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.
5. Ю.Н. Кульчин. Распределенные волоконно – оптические измерительные системы. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. - 272 с. – ISBN 5-9221-0072-6.

Учебное издание

В.М.Шандаров

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА И ПРИБОРЫ

Учебно-методическое пособие по практическим занятиям и самостоятельной работе для бакалавров направления 210700.62 "Инфокоммуникационные технологии и системы связи" (профиль - "Оптические системы и сети связи")

Формат 60x84 1/16. Усл. печ. л.-----.

Тираж 50 экз. Заказ-----.

Отпечатано в Томском государственном университете
систем управления и радиоэлектроники.
634050, Томск, пр. Ленина, 40. Тел. (3822) 533018.