

сопоставлен интервалу, в который попало значение признака. Если значение признака не попадало ни в один интервал из определенных в массивах A_x и B_x , тогда относили экземпляр по данному признаку к классу, сопоставленному экземплярам ближайшего интервала.

Затем рассчитывали взвешенную сумму и отображали ее на интервал $[0,1]$. Это и было итоговым результатом классификации экземпляра по всем признакам.

Для оценки относительной надежности классификации для нескольких экземпляров модуль взвешенной суммы результатов классификации (без отображения на интервал $[0,1]$) делили на максимальное по модулю значение взвешенной суммы для данных экземпляров.

Данный метод обеспечил вероятность ошибочных решений от 0,08 до 0,12 и риск изготовления от 0,1 до 0,18.

АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ

А.В.Данилов

Самарский государственный аэрокосмический университет, г. Самара

В условиях пространственного разнесения друг от друга основных функциональных узлов оптического преобразователя пульсаций давления (ОППД) вопрос энергетического обеспечения процесса преобразования контролируемой величины становится наиболее актуальным. Информационная надежность преобразователя находится в прямой зависимости от абсолютной величины оптических сигналов на его выходе. Такие энергетические характеристики элементов оптического преобразователя, как диаграммы направленности источников излучения, коэффициенты светопропускания волоконных световодов, селфоков, оптических разъемов и т.д. во многом определяют величину отношения сигнал/шум на входах фотоприемников в оптикоэлектронных блоках (ОЭБ).

Эффективность ввода излучения в низкоапертурное волокно $NA = (0,17 \div 0,18)$ составляет 9% [1]. Мощность излучения, введенного в волокно, составляет $150 \div 200$ мкВт при токе потребления 100 мА. Так, например, примененный в ОППД лазерный диод типа ИЛПН 301 позволил ввести в ОМБ 50% оптической мощности излучения от номинальной 100 мкВт, что обеспечило повышение надежности полезного сигнала, сформированного в ОМБ.

Введение в рабочую область ОМБ ОППД селфока (градиентного световода) обусловлено главным образом его свойством - двунаправлено фокусировать и коллимировать оптические лучи. Передавать в коллимированную область оптические лучи от волоконного световода и

принимать из нее отраженные от мембраны лучи для ввода их через фокальное пятно селфока в тот же световод.

Структурная схема ОППД представлена на рис. 1.

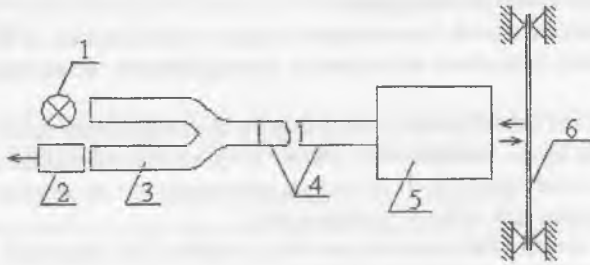


Рис. 1. Структурная схема ОППД:

1 – источник излучения; 2 – фотоприемник; 3 – Y-ответвитель; 4 – волоконный световод; 5 – селфок; 6 – мембрана. Работа преобразователя основана на отражении оптического излучения от мембраны, на которую воздействует пульсирующий воздушный (газовый) поток. Считывающим элементом является торец селфока, выполняющего функцию фокусирующей линзы

Такой принцип работы селфока достигается технологически за счет распределения показателя преломления по его радиусу по параболическому закону [2]:

$$n(x) = n_c \cdot \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{x}{a}\right)^2}, \quad (1)$$

где $\Delta = (n_c - n_o)/n_c$ – относительная разность показателей преломления,
 n_c – показатель преломления на оси селфока,
 n_o – показатель преломления оболочки селфока,
 a – радиус селфока,
 x – текущее значение радиуса селфока.

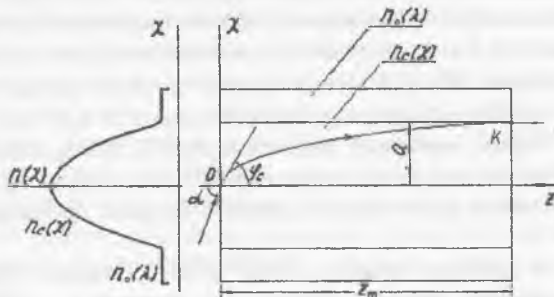


Рис. 2. К определению длины оптического пути луча в селфоке с параболическим профилем показателя преломления

Проанализируем характер распространения оптических лучей по селфоку. Для этого совместим ось Z декартовой системы координат с оптической осью селфока, которая в данном случае является и осью симметрии и осью вращения. Ввиду аксиальности селфока достаточно рассмотреть только одну меридиальную плоскость, например, XOZ (см. рис. 2).

Пусть световой луч падает на торец селфока в точку O под углом α , тогда начальный угол преломления φ_c в материале селфока определим по закону Снеллиуса:

$$\varphi_c = \arcsin\left(\frac{n_a \sin \alpha}{n_c}\right), \quad (2)$$

где $n_a \sin \alpha = NA$ - числовая апертура селфока;
 n_a - показатель преломления воздуха.

Воспользуемся теперь основным уравнением геометрической оптики, которым является уравнение эйконала:

$$\left(\frac{\partial L(x, y, z)}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial L(x, y, z)}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial L(x, y, z)}{\partial z}\right)^2 = n^2(x, y, z), \quad (3)$$

где $L(x, y, z)$ - функция длины оптического пути светового луча;

$n(x, y, z)$ - показатель преломления, как функция координат оптической плотности среды, изменяющийся от точки к точке.

Соотношение между градиентом $L(x, y, z)$ и показателем преломления $n(x, y, z)$, как функции координат, позволяет записать функционал, вариация которого представляет собой минимальный путь, который проходит световой луч внутри селфока между двумя точками O и K , соответствующий минимальному времени прохождения (как показано на рис. 2). Эта вариация описывается принципом Ферма:

$$L(x, y, z) = \int_{\Gamma} n(x, y, z) ds = \min, \quad (4)$$

где ds - элемент пути светового луча.

В нашем случае задача решения уравнения (4) сводится к двумерной. Поэтому уравнение (4) перепишем в следующем виде:

$$\int_0^{z_m} n(x) \sqrt{1 + (x'_z)^2} dz = 0, \quad (5)$$

где z_m - длина селфока.

Граничные условия: $\Gamma_1: X(0) = r_b$; $\Gamma_2: X(z_m) = a$.

Решая вариационную задачу с применением формулы Эйлера [3]:

$$F - x'_z \cdot F'_{x'_z} = c, \quad (6)$$

где F - подынтегральное выражение;

x'_z - производная по z от функции оптического пути луча;

$F'_{x'_z}$ - производная по x'_z от подынтегрального выражения;

C - постоянная интегрирования;

r_b - радиус волоконного световода, подводящего оптическое излучение к селфоку.

Получим дифференциальное уравнение I-го порядка:

$$n(x)\sqrt{1+(x'_z)^2} - n(x) \frac{(x'_z)^2}{\sqrt{1+(x'_z)^2}} = c_1. \quad (7)$$

После преобразований уравнение принимает вид:

$$x'_z = \sqrt{\frac{n^2(x)}{c_1^2} - 1} \quad (8)$$

Подставляя в уравнение (8) выражение (1) имеем:

$$x'_z = \sqrt{\frac{n_c^2[1-2\Delta(\frac{x}{a})^2]}{c_1^2} - 1}. \quad (9)$$

По известному определению для производной от функции, непрерывной в заданной области $[0, Z_m]$, можно записать:

$$\operatorname{tg} \varphi_c = \sqrt{\frac{n_c^2[1-2\Delta(\frac{x}{a})^2]}{c_1^2} - 1},$$

где φ_c - угол между касательной к лучу и осью Z .

Выразим это выражение относительно первой постоянной интегрирования с учетом частного случая, когда луч падает в центр торца селфока в точку O $X(0) = 0$:

$$C_1 = n_c \cdot \operatorname{Cos} \varphi_c.$$

Выразим уравнение (9) относительно Z :

$$Z = \int \frac{c_1 dx}{\sqrt{n_c^2[1-2\Delta(\frac{x}{a})^2] - c_1^2}}. \quad (10)$$

Теперь, введя подстановку $x = \frac{a}{\sqrt{2\Delta}} \sin t$, получим:

$$z = \frac{ac_1}{n_c \sqrt{2\Delta}} \arcsin \frac{n_c x \sqrt{2\Delta}}{a \sqrt{n_c^2 - c_1^2}} + c_2. \quad (11)$$

Выразим (11) относительно X:

$$x = \frac{a \sqrt{n_c^2 - c_1^2}}{n_c \sqrt{2\Delta}} \sin \frac{n_c (z - c_2) \sqrt{2\Delta}}{ac_1}. \quad (12)$$

Данное выражение представляет в общем виде семейства оптических путей для луча в селфоке. Подставим в него граничные условия Γ_1 : $X(0) = r_0$; Γ_2 : $X(z_m) = a$. Получим

$$r_0 = - \frac{a \sqrt{n_c^2 - c_1^2}}{n_c \sqrt{2\Delta}} \sin \frac{n_c c_2 \sqrt{2\Delta}}{ac_1}; \quad (13)$$

$$a = \frac{a \sqrt{n_c^2 - c_1^2}}{n_c \sqrt{2\Delta}} \sin \frac{(z_m - c_2) n_c \sqrt{2\Delta}}{ac_1}. \quad (14)$$

Выразим (13) относительно C_2 , а (14) относительно Z_m :

$$C_2 = - \frac{ac_1}{n_c \sqrt{2\Delta}} \arcsin \frac{r_0 n_c \sqrt{2\Delta}}{a \sqrt{n_c^2 - c_1^2}}, \quad (15)$$

$$Z_m = \frac{ac_1}{n_c \sqrt{2\Delta}} \arcsin \frac{n_c \sqrt{2\Delta}}{\sqrt{n_c^2 - c_1^2}} + C_2. \quad (16)$$

Подставим (15) в (16). Получим

$$Z_m = \frac{ac_1}{n_c \sqrt{2\Delta}} \left(\arcsin \frac{n_c \sqrt{2\Delta}}{\sqrt{n_c^2 - c_1^2}} - \arcsin \frac{r_0 n_c \sqrt{2\Delta}}{a \sqrt{n_c^2 - c_1^2}} \right). \quad (17)$$

Чтобы определить Z_m при максимально возможной траектории луча, необходимо, чтобы луч падал в меридиальной плоскости XOZ в точку O с предельным углом преломления φ_c , как показано на рис.2. Для этого положим в (17) $r_0 = 0$ и с учетом условия $X(0) = 0$ первую постоянную интегрирования C_1 . Тогда можно записать:

$$Z_m = \frac{a \cos \varphi_c}{\sqrt{2\Delta}} \arcsin \frac{\sqrt{2\Delta}}{\sin \varphi_c}. \quad (18)$$

По закону Снеллиуса $n_c \sin \varphi_c = n_c \sqrt{2\Delta}$. Тогда окончательно для длины Z_m селфока можно записать:

$$Z_m = \frac{k \pi a \cos \varphi_c}{2 \sqrt{2\Delta}}, \quad (19)$$

где $k = (2n - 1)$ $n = 1, 2, 3, \dots, N$ - число полупериодов лучевой волны.

Таким образом, получили выражение для расчета длины Z_m селфока с требуемыми характеристиками. Например, если необходимо согласованно стыковать селфок с волоконным световодом, имеющим числовую апертуру

$NA_c = 0,17$, то из расчетов по (19) для селфока с радиусом $a = 0,75 \cdot 10^{-3}$ м и показателем преломления $n_c = 1,4514432$ на оси при длине волны излучения $\lambda = 0,85 \cdot 10^{-6}$ м требуется его длина $Z_m = 10 \cdot 10^{-3}$ м. Этим параметрам отвечает выпускаемый отечественной промышленностью селфок типа ТСМ – 412. Расчеты геометрических параметров данного селфока совпадают с его паспортными данными до четвертого знака после запятой.

Числовую апертуру селфока NA_c можно вычислить по следующей зависимости:

$$NA_c = \frac{n_c \pi}{\sqrt{4\left(\frac{Z_m}{a}\right)^2 + \pi^2}}. \quad (20)$$

Функция оптического пути луча в селфоке, когда излучение подводится к селфоку волоконным световодом с радиусом r_g и направляется через него в область коллимирования получается, если в (12) подставить первую C_1 и вторую C_2 постоянные интегрирования, полученные соответственно с учетом граничных условий Γ_1 и Γ_2 :

$$X = \frac{a \sqrt{\sin^2 \varphi_c + 2\Delta \left(\frac{r_g}{a}\right)^2 \cos^2 \varphi_c}}{\sqrt{2\Delta}} \sin \left(\frac{z \sqrt{2\Delta}}{a \cos \varphi_c \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r_g}{a}\right)^2}} + \arcsin \frac{r_g \sqrt{2\Delta}}{a \sqrt{\sin^2 \varphi_c + 2\Delta \left(\frac{r_g}{a}\right)^2 \cos^2 \varphi_c}} \right). \quad (21)$$

Для оценки значений плотности распределения оптических лучей на выходе селфока в плоскости торца воспользуемся выражениями (20) и (21):

$$j(\varphi_c) = \pi [a^2 - r_g^2 \sin^2(\varphi_c)]. \quad (22)$$

Из (22) видно, что поток мощности в коллимирующей области селфока прямо пропорционален площади выходного торца при низкой числовой апертуре NA_c . Попытки увеличения диаметра волоконного световода 4 (см. рис. 1) с целью наращивания вводимой в селфок мощности приводят к тому, что поток мощности на выходе последнего относительно уменьшается за счет частичного выноса его лучами через боковую поверхность. Одновременно меняется картина распределения поля на выходном торце. Плотность мощности концентрируется в пятне, лежащем на фокальной плоскости селфока (в реальных селфоках фокальная плоскость не совпадает с плоскостью выходного торца), так как, в данном случае, он начинает работать подобно собирающей линзе. Характер изменения плотности оптических лучей на выходе селфока при $Z_m = 10$ мм, $a = 0,75$ мм, $n_c = 1,4514432$, $\lambda = 0,95$ мкм, $NA_c = 0,18$ в относительных единицах и различных радиусах r_g волоконных световодов показан на рис. 3. В

силу аксиальности селфока, для потока меридиальных лучей градиент тангенциальной составляющей поля в сечении световой трубки равен нулю. Очевидно, что распределение плотности оптических лучей на коллимирующем выходе селфока определяется градиентом его показателя преломления. Показатель преломления, в свою очередь, является функцией радиуса селфока и равен модулю градиента скалярной функции оптического пути луча.

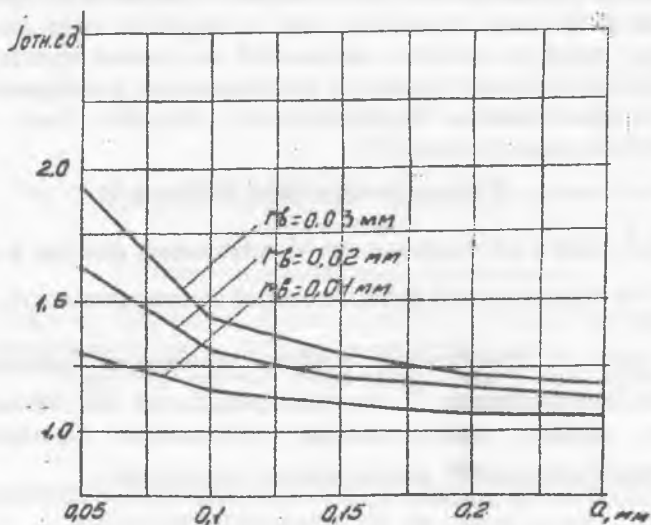


Рис. 3. Характеристика плотности оптических лучей на выходе селфока

Из рис. 3 видно, что с уменьшением радиуса r_b волокна, подводящего оптическую энергию, величина плотности оптических лучей на выходе селфока становится постоянной и почти не зависит от радиуса селфока a .

Список использованных источников

1. Коган Л. М. Полупроводниковые светоизлучающие диоды. -М.: Энергоатомиздат, 1983.- 208 с.
2. Мидвинтер Дж. Э. Волоконные световоды для передачи информации /Пер. с англ. - М.: Радио и связь, 1983.- 336 с.
3. Эльсгольц Л.Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление /Под ред. Тихонова А.Н., Ильина В.А., Свешникова А.Г. -М.: Наука, 1969. -424 с.