

# **Влияние контраста показателей преломления на характеристики передачи системы, состоящей из двух связанных оптических микроволноводов**

**Г.А. Зарецкая, А.В. Дроздовский**

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

**Аннотация:** в данной работе исследуется связь двух регулярных идентичных диэлектрических волноводов прямоугольного поперечного сечения. Показано, что с увеличением контраста показателей преломления происходит увеличение эффективной длины взаимодействия волноводов. При этом эта зависимость имеет ярко выраженный локальный минимум, обусловленный влиянием двух конкурирующих процессов: дисперсией групповой скорости и значением интеграла перекрытия взаимодействующих мод.

**Ключевые слова:** радиофотоника, теория связанных волн, оптические микроволноводы, интегральная оптика

## **1. Введение**

Одними из важнейших элементов компонентной базы интегральной оптики и радиофотоники являются направленные ответвители. Направленные ответвители служат для перераспределения оптического излучения между волноводами с требуемым коэффициентом связи и широко используются в интегральных фотонных устройствах, таких как, микрокольцевые резонаторы и фильтрующие системы, мультиплексоры и демультимплексоры, модуляторы, и другие. Отметим, что одной из основных задач при проектировании оптических интегральных приборов и устройств является задача минимизации их габаритных характеристик.

В данной работе представлены результаты численного исследования влияния геометрических и материальных параметров структуры, состоящей из двух идентичных диэлектрических волноводов, на величину эффективной длины взаимодействия волноводов. Под эффективной длиной взаимодействия волноводов будем понимать длину области связи, при которой вся мощность из одного волновода переизлучается в другой. Показано, что путем подбора параметров структуры возможна минимизация эффективной длины взаимодействия волноводов, и, соответственно, уменьшение габаритных характеристик направленных ответвителей, а также приборов и устройств на их основе.

## **2. Аналитическая теория регулярных диэлектрических волноводящих структур прямоугольного поперечного сечения**

При численном моделировании оптических связанных волноводов прямоугольного поперечного сечения использовалась теория приближенного модового анализа [1], решения которой в дальнейшем используются как элементы разложения по собственным модам и последующим применением к ним неортогональной самосогласованной теории связанных волн, предложенной в [2].

Опираясь на аналитическую теорию связи, более подробно рассмотрим систему, состоящую из двух идентичных прямоугольных регулярных волноводов «1» и «2». Примем допущение, что в системе отсутствуют потери и в каждом волноводе

существует только мода  $E_x^{11}$ . Уравнения связанных волн для описанной системы выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \left( \frac{da_1}{dz} + i\beta_1 a_1 \right) + C_{12} \left( \frac{da_2}{dz} + i\beta_2 a_2 \right) &= c_{11} a_m^a + c_{12} a_2, \\ \left( \frac{da_2}{dz} + i\beta_2 a_2 \right) + C_{21} \left( \frac{da_1}{dz} + i\beta_1 a_1 \right) &= c_{22} a_2 + c_{21} a_m^a, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $a_1$  и  $a_2$  – волновые амплитуды распространяющихся мод, принадлежащих волноводам «1» и «2», соответственно;  $\beta_1$  и  $\beta_2$  – невозмущенные постоянные распространения;  $C_{12}$  и  $C_{21}$  – относительные нормировочные коэффициенты, которые определяются выражениями:

$$\begin{aligned} C_{12} &= \frac{1}{N_{11}} \int_S (\hat{E}_1^* \times \hat{H}_2 + \hat{E}_2 \times \hat{H}_1^*) \bar{e}_z dS, \\ C_{21} &= \frac{1}{N_{22}} \int_S (\hat{E}_2^* \times \hat{H}_1 + \hat{E}_1 \times \hat{H}_2^*) \bar{e}_z dS, \end{aligned} \quad (2)$$

$c$  – безразмерные коэффициенты связи. При этом коэффициенты связи  $c_{11}$  и  $c_{22}$  дают самовоздействие, а  $c_{12}$  и  $c_{21}$  – учитывают взаимную связь между модами различных волноводов. Значение безразмерных коэффициентов связи в общем виде определяется следующим выражением:

$$c_{ab} = -\frac{i\omega}{N_a} \int_{S_b} (\hat{E}_a^* \Delta \bar{\epsilon}_c^a \hat{E}_b^*) dS - \frac{1}{N_a} \int_{L_b} (\hat{H}_a^* \Delta \bar{\xi}_c^a \hat{E}_b^*) dL, \quad \text{где } a, b = 1, 2, \quad (3)$$

где  $S_b$  – поперечное сечение, которое занимают объемные возбуждающие источники, и  $L_b$  – контур, охватывающий поперечное сечение области возбуждающих источников.

Тензоры объемной и поверхностной связи принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \Delta \bar{\epsilon}_c^1 &= \epsilon_0 (\epsilon_2 - \epsilon_{clad}) \left( \bar{I}_t + \bar{e}_z \bar{e}_z \frac{\epsilon_{clad}}{\epsilon_2} \right), \\ \Delta \bar{\epsilon}_c^2 &= \epsilon_0 (\epsilon_1 - \epsilon_{clad}) \left( \bar{I}_t + \bar{e}_z \bar{e}_z \frac{\epsilon_{clad}}{\epsilon_1} \right), \\ \Delta \bar{\xi}_c^1 &= \bar{\tau}_2 \bar{e}_z \frac{(\epsilon_2 |_{L_2} - \epsilon_{clad})}{\epsilon_b |_{L_b}}, \\ \Delta \bar{\xi}_c^2 &= \bar{\tau}_1 \bar{e}_z \frac{(\epsilon_1 |_{L_1} - \epsilon_{clad})}{\epsilon_1 |_{L_1}}. \end{aligned} \quad (4) \quad (5)$$

Приведем систему (1) к привычному виду уравнений общей теории связанных мод:

$$\begin{aligned} \frac{da_1(z)}{dz} &= -i\bar{\beta}_1 a_1(z) + \bar{c}_{12} a_2(z), \\ \frac{da_2(z)}{dz} &= \bar{c}_{21} a_1(z) - i\bar{\beta}_2 a_2(z), \end{aligned} \quad (6)$$

где введены приведенные фазовые постоянные

$$\begin{aligned}\bar{\beta}_1 &= \beta_1 + i \frac{c_{11} - C_{12}c_{21}}{1 - C_{12}C_{21}}, \\ \bar{\beta}_2 &= \beta_2 + i \frac{c_{22} - C_{21}c_{12}}{1 - C_{12}C_{21}},\end{aligned}\tag{7}$$

и приведенные коэффициенты связи

$$\begin{aligned}\bar{c}_1 &= \frac{c_{12} - C_{12}c_{22}}{1 - C_{12}C_{21}}, \\ \bar{c}_2 &= \frac{c_{21} - C_{21}c_{11}}{1 - C_{12}C_{21}}.\end{aligned}\tag{8}$$

Представим решение полученной системы в виде  $e^{-\Gamma z}$ , что приводит систему уравнений (6) к алгебраической форме, характеристическое уравнение которой имеет вид:

$$\Gamma^2 - i(\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2)\Gamma - (\bar{\beta}_1\bar{\beta}_2 + \bar{c}_1\bar{c}_2) = 0\tag{9}$$

Постоянные распространения в области возбуждения, характеризующие дисперсию связанной системы, выглядят следующим образом:

$$\Gamma_{1,2} = i \frac{\bar{\beta}_1 + \bar{\beta}_2}{2} \pm \sqrt{\bar{c}_1\bar{c}_2 - \left(\frac{\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2}{2}\right)^2},\tag{10}$$

Итоговая система уравнений для волновых амплитуд двух связанных диэлектрических волноводов приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned}a_1(z) &= \frac{\left(\left(\Gamma_2 - i\bar{\beta}_2\right)a_2(0) + a_1(0)\bar{c}_{21}\right)\bar{c}_{12}}{\bar{c}_{12}\bar{c}_{21} - \left(\Gamma_1 - i\bar{\beta}_1\right)\left(\Gamma_2 - i\bar{\beta}_2\right)} e^{-\Gamma_1 z} - \frac{\Gamma_2 - i\bar{\beta}_2}{\bar{c}_{21}} \times \\ &\times \left[ \frac{\left(\left(\Gamma_2 - i\bar{\beta}_2\right)a_2(0) + a_1(0)\bar{c}_{21}\right)\bar{c}_{12}}{\bar{c}_{12}\bar{c}_{21} - \left(\Gamma_1 - i\bar{\beta}_1\right)\left(\Gamma_2 - i\bar{\beta}_2\right)} - a_1(0) \right] \cdot \frac{\bar{c}_{21}}{\Gamma_2 - i\bar{\beta}_2} e^{-\Gamma_2 z}, \\ a_2(z) &= -\left(\Gamma_1 - i\bar{\beta}_1\right) \frac{\left(\left(\Gamma_2 - i\bar{\beta}_2\right)a_2(0) + a_1(0)\bar{c}_{21}\right)}{\bar{c}_{12}\bar{c}_{21} - \left(\Gamma_1 - i\bar{\beta}_1\right)\left(\Gamma_2 - i\bar{\beta}_2\right)} e^{-\Gamma_1 z} + \\ &+ \left[ \frac{\left(\left(\Gamma_2 - i\bar{\beta}_2\right)a_2(0) + a_1(0)\bar{c}_{21}\right)\bar{c}_{12}}{\bar{c}_{12}\bar{c}_{21} - \left(\Gamma_1 - i\bar{\beta}_1\right)\left(\Gamma_2 - i\bar{\beta}_2\right)} - a_1(0) \right] \cdot \frac{\bar{c}_{21}}{\Gamma_2 - i\bar{\beta}_2} e^{-\Gamma_2 z}.\end{aligned}\tag{11}$$

После нормировки мод на единичную мощность продольное распределение значения мощности распространяющихся мод в прямоугольном диэлектрическом волноводе можно определить следующими выражениями:

$$\begin{aligned}P_1 &= |a_1(z)|, \\ P_2 &= |a_2(z)|.\end{aligned}\tag{12}$$

Значение взаимной мощности, переносимой модами, имеет следующий вид:

$$P_{12}(z) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(N_{mn}^{ab} a_1^* a_2). \quad (13)$$

При этом в системе в отсутствие потерь суммарная мощность остается неизменной и равна входной мощности в область возбуждающих источников.

$$P_1(z) + P_2(z) + P_{12}(z) = P_{in} \quad (14)$$

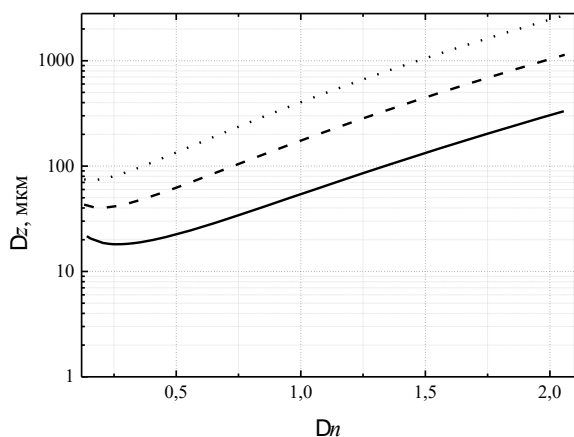
### 3. Результаты численного моделирования

Перейдём теперь к численному моделированию, в ходе которого исследовалось влияние разницы в показателях преломления волновод-окружающая среда или, другими словами, контраста ( $\Delta n = n_a - n_{clad}$ ) на значение характеристики передачи структуры, состоящей из двух идентичных волноводов прямоугольного поперечного сечения. На рисунке 1 в логарифмическом масштабе представлена зависимость эффективной длины взаимодействия волноводов ( $\Delta z$ ), от контраста показателей преломления при различных размерах поперечного сечения волноводов. Отметим, что при проведении численного моделирования расстояние между волноводами в системе составляло 200 нм, а длина волны оптического излучения была 1,55 мкм. Из рисунка видно, что с увеличением разницы в показателях преломления происходит увеличение  $\Delta z$ , при этом зависимость  $\Delta z(\Delta n)$  имеет ярко выраженный локальный минимум. Отметим, что чем меньше размеры поперечного сечения волноводов, тем ниже значение локального минимума и самой характеристики  $\Delta z(\Delta n)$ .

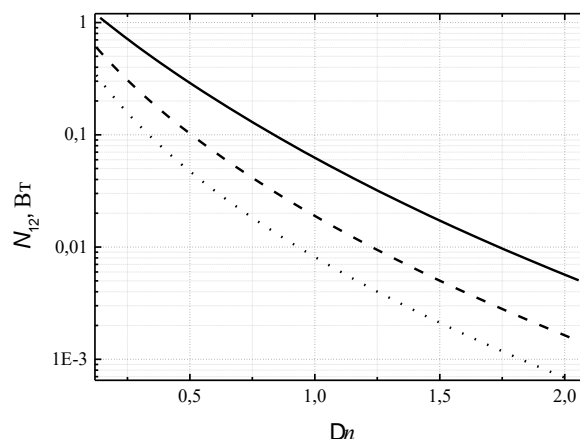
Такой ход кривых можно объяснить тем, что при распространении мод в многоволноводной системе есть два конкурирующих процесса. Первый обусловлен тем, что с увеличением разницы в показателях преломления, мода за счет перераспределения энергии «сосредотачивается» в волноводе, что ведет к уменьшению интеграла перекрытия полей и коэффициентов связи. Данное изменение проиллюстрировано на рисунке 2, где представлена зависимость кросс нормы (интеграла перекрытия) мод от значения контраста системы при различных значениях поперечного сечения волноводов. Вторым процессом обусловлен тем, что за счет дисперсионных свойств среды, с увеличением разницы в показателях преломления системы значение групповой скорости стремится от значения скорости в материале, окружающем волновод, к значению скорости в материале из которого изготовлен волновод. Отметим, что чем выше значение групповой скорости тем больше становится эффективная длина взаимодействия волноводов (тем, соответственно, меньше время групповой задержки при прохождении моды заданного участка области возбуждающих источников и, соответственно, меньше взаимодействие между модами). Более подробно изменение групповой скорости от разницы показателей преломления в рассматриваемой двухволноводной структуре показано на рисунке 3. На рисунках 1-3 приняты следующие обозначения: сплошная линия – волновод с размерами сечения 1,0x0,7 мкм, штриховая – 1,5x0,7 мкм, пунктирная – 2x0,7 мкм.

### 4. Заключение

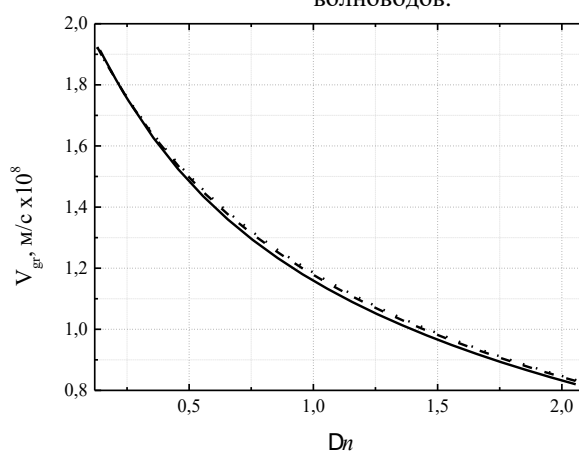
Таким образом в работе теоретически исследуется система из связанных регулярных идентичных диэлектрических волноводов прямоугольного поперечного сечения. Показано, что в формировании зависимости эффективной длины от контраста показателей преломления структуры участвуют два конкурирующих процесса: дисперсия групповой скорости, определяемая геометрией структуры, и значения интеграла перекрытия взаимодействующих мод. Данная зависимость имеет



**Рисунок 1.** Зависимость  $\Delta z$  от  $\Delta l$  при различных размерах поперечного сечения волноводов.



**Рисунок 2.** Зависимость  $N_{12}$  от  $\Delta l$  при различных размерах поперечного сечения волноводов.



**Рисунок 3.** Зависимость  $V_{gr}$  от  $\Delta l$  при различных размерах поперечного сечения волноводов.

ярко выраженный локальный минимум, глубина которого увеличивается с уменьшением поперечного сечения волноводов. Можно заключить, что подбор геометрии поперечного сечения и материалов оптических направленных ответвителей дает возможность минимизировать их эффективную длину взаимодействия и, соответственно, геометрические размеры.

Работа выполнена в рамках **ФЦП "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы"** (соглашение 14.575.21.0157, идентификатор проекта **RFMEFI57517X0157**).

#### Список литературы

1. Menon, V.J. The rectangular dielectric waveguide revisited / V.J. Menon, S. Bhattacharjee, K.K. Dey // Optics communications. – 1991. – Vol. 85(5-6). – P. 393-396.
2. Барыбин А. Электродинамика волноведущих структур. Теория возбуждения и связи волн. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 512 с.