

Электронный научный журнал "Математическое моделирование, компьютерный и натурный эксперимент в естественных науках" <http://mathmod.esrae.ru/>

URL статьи: mathmod.esrae.ru/42-169

Ссылка для цитирования этой статьи:

Селина Н.В., Хить Я.В., Иващенко Н.Г. Расчет потерь в многослойном круглом плазмонном волноводе // Математическое моделирование, компьютерный и натурный эксперимент в естественных науках. 2023. № 2

УДК 621.372

DOI:10.24412/2541-9269-2023-2-33-38

РАСЧЕТ ПОТЕРЬ В МНОГОСЛОЙНОМ КРУГЛОМ ПЛАЗМОННОМ ВОЛНОВОДЕ

Селина Н.В., Хить Я.В., Иващенко Н.Г.

Кубанский государственный технологический университет
г. Краснодар, Московская 2

Аннотация. Разработан алгоритм расчета потерь в цилиндрическом волноводе. Приведен результат численного расчета таких структур, графический анализ результата подтверждает снижение потерь в многослойной плазмонной структуре.

Ключевые слова: цилиндрический волновод, поверхностные плазмоны, многослойная оболочка

CALCULATION OF LOSSES IN A MULTILAYER CIRCULAR PLASMON WAVEGUIDE

Selina N.V., Khit Ya.V., Ivashchenko N.G.

Kuban State Technological University
Krasnodar, Moscow 2

Abstract. An algorithm for calculating losses in a cylindrical waveguide has been developed. The result of numerical calculation of such structures has been given, the graphical analysis of the result confirms the reduction of losses in the multilayer plasmon structure.

Keywords: cylindrical waveguide, surface plasmons, multilayer shell

1. Введение

Оптический волновод – это разновидность диэлектрической микроструктуры, которая может ограничивать распространение оптических волн в одном или двух измерениях с минимальными потерями энергии. Благодаря своим уникальным преимуществам в передаче информации оптические волноводы были важнейшими компонентами в фотонных схемах, выполняющих направление оптического сигнала. Растущий спрос на обработку информации и вычислительную технику требует миниатюризации и интеграции фотонных схем высокой плотности. Однако размер диэлектрических оптических волноводов ограничен половиной эффективной длины волны (дифракционный предел). К счастью, поверхностные плазмоны, которые представляют собой коллективные электрон-

ные колебания наноструктур благородных металлов, обеспечивают эффективный подход к решению проблем дифракционного предела. Когда свет взаимодействует с металлическими наноструктурами, возбуждаются поверхностные плазмоны, плазмоны сильно локализованы вблизи поверхности металла, что позволяет манипулировать светом в нанометровом масштабе. Поверхностные плазмон-поляритоны – это распространяющиеся электромагнитные волны с полем, плотно ограниченным на границах раздела между металлом и диэлектриком, аналогично свету, направляемому оптическими волокнами. До настоящего времени были изготовлены различные металлические наноструктуры для поддержки поверхностных плазмонов, известные как плазмонные волноводы [1], одна из возможных плазмонных волноводных структур имеет цилиндрическую симметрию. Такие плазмонные волноводы считаются одними из лучших компонентов для создания нанопотонных устройств для реализации манипулирования светом в нанометровом масштабе [2-3].

Традиционная оптическая теория кусочно-однородных сред с границами раздела компонентов цилиндрической симметрии предполагает использование специальных функций, поскольку основные теоретические уравнения – это уравнения Бесселя. Альтернативная теория представлена в работе [4], конечные формулы приведены для цилиндрической структуры с одной границей раздела компонентов. Между тем, теория легко обобщается на структуры с произвольным числом границ раздела сред-компонентов. В настоящей статье разработан эффективный алгоритм численного расчета таких структур. Математический вывод алгоритма показал, что цилиндрические волны в многослойных диэлектрических и плазмонных волноводах, аналогично волнам в планарных многослойных структурах, спадают в оболочке. Однако в цилиндрических плазмонных волноводах волны не проникают в слои с большим радиусом относительно оси симметрии. В связи с большими потерями в металлодиэлектрических структурах, такое свойство плазмонных волноводов определяет существенное преимущество многослойных структур. При этом алгоритм расчета, разработанный в настоящей статье, особенно важен для плазмонных волноводов.

2. Условие задачи и теоретический расчет

Рассмотрим цилиндрическую многослойную структуру в цилиндрической системе координат. Ось Z совпадает с осью симметрии структуры, поперечная радиальная координата, умноженная на волновой вектор (оптический путь) обозначена как r . Конечные формулы в работе [4] определены следующими равенствами:

1) Однокомпонентная однородная среда:

$$H(r, z) = H_r(r)H_z(z)$$

$$H_r(r) = \text{const} \sqrt{\frac{\sin(2a)}{r}}$$

где $H(r, z)$ – напряженность магнитного поля в цилиндрической волне, $H_z(z)$ – зависящая от продольной координаты часть функции $H(r, z)$, $H_r(r)$ – зависящая от радиальной координаты часть функции $H(r, z)$, функция фазы $a(r)$ определяется уравнением:

$$a(r) = r - \frac{\sin^2(a)}{2r}$$

- 2) Двухкомпонентная структура с одной цилиндрической границей раздела компонентов (диэлектрические проницаемости сред $\varepsilon_1, \varepsilon_2$):

$$H_r(r) = \text{const} \sqrt{\frac{\sin(2b)}{r}}$$
$$b(r) = \begin{cases} a(r), & r < k_1 d_1 \\ a(r) - a(k_1 d_1) + \arctan\left(\frac{\varepsilon_1 k_2}{\varepsilon_2 k_1} \tan(a(k_1 d_1))\right), & r > k_1 d_1 \end{cases}$$

Где d_1 – радиус границы раздела компонентов, k_1 – волновой вектор в первой среде – среде, содержащей ось Z.

- 3) Структура, состоящая из N слоев, содержащих одну из двух сред-компонентов (диэлектрические проницаемости сред $\varepsilon_1, \varepsilon_2$):

$$H_r(r) = \text{const} \sqrt{\frac{\sin(2b)}{r}}$$
$$b(r) = \begin{cases} a(r) - a(k_2 d_{N-1}) + \arctan\left(\frac{\varepsilon_2 k_1}{\varepsilon_1 k_2} \tan(b(k_2 d_{N-1}))\right), & k_2 d_{N-1} < r < k_1 d_N \\ a(r) - a(k_1 d_N) + \arctan\left(\frac{\varepsilon_1 k_2}{\varepsilon_2 k_1} \tan(b(k_1 d_N))\right), & r > k_1 d_N \end{cases}$$

Где d_N – радиус N-ой границы раздела компонентов, k_1, k_2 – волновые векторы в первой и второй средах, соответственно.

Исследуя многослойную периодическую двухкомпонентную среду, учитывая малость величин оптических толщин слоев, рассчитаем приращение функции фазы $a(r)$ в пределах одного слоя:

$$\Delta r = \Delta a \left(\frac{1}{2} + \frac{a + \sin(2a)}{\sqrt{a^2 + 2\sin^2(a)}} \right) \quad (1)$$

Эту формулу будем использовать в построении алгоритма численного расчета многослойной двухкомпонентной структуры.

Из уравнения (1) следует важный вывод. Как в диэлектрических, так и в металлодиэлектрических структурах в оболочке r и $a(r)$ мнимые, следовательно, приращение функции фазы $a(r)$ при бесконечно большом значении модуля оптической толщины между осью Z и слоем (бесконечный радиус слоя):

$$\Delta r = \Delta a \left(\frac{1}{2} + \frac{|a| + \sinh(2|a|)}{\sqrt{|a|^2 + 2 \sinh^2(|a|)}} \right)$$

При возрастании с ростом радиуса цилиндрической структуры величины $|a|$, отношение приращения функции фазы к оптической толщине слоя стремиться к нулю. Таким образом, волна не проникает в дальние от оси Z слои, многослойная оболочка в плазмонной цилиндрической структуре обеспечивает снижение потерь.

3. Алгоритм численного расчета и его графический анализ

Для конкретного расчета потерь в плазмонном цилиндрическом волноводе можно использовать следующий алгоритм:

- 1) Рассчитаем величины в первом слое:

$$\Delta a_1 = k_1 d_1 / 1.7$$

$$a_1 = \Delta a_1$$

$$b_1 = \Delta a_1$$

- 2) Рассчитаем величины во втором слое:

$$\Delta a_2 = \frac{k_2(d_2 - d_1)}{\left(\frac{1}{2} + \frac{a_1 + \sin(2a_1)}{\sqrt{a_1^2 + 2 \sin^2(a_1)}} \right)}$$

$$a_2 = a_1 + \Delta a_2$$

$$b_2 = \Delta a_2 + \arctan \left(\frac{\varepsilon_2 k_1}{\varepsilon_1 k_2} \tan(b_1) \right)$$

- 3) Рассчитаем величины в третьем слое:

$$\Delta a_3 = \frac{k_1(d_3 - d_2)}{\left(\frac{1}{2} + \frac{a_2 + \sin(2a_2)}{\sqrt{a_2^2 + 2 \sin^2(a_2)}} \right)}$$

$$a_3 = a_2 + \Delta a_3$$

$$b_3 = \Delta a_3 + \arctan \left(\frac{\varepsilon_1 k_2}{\varepsilon_2 k_1} \tan(b_2) \right)$$

-
4) Рассчитаем величины в N-ом слое:

$$\Delta a_N = \frac{k_1(d_N - d_{N-1})}{\left(\frac{1}{2} + \frac{a_{N-1} + \sin(2a_{N-1})}{\sqrt{a_{N-1}^2 + 2\sin^2(a_{N-1})}} \right)}$$
$$b_N = \Delta a_N + \arctan\left(\frac{\varepsilon_1 k_2 \tan(b_{N-1})}{\varepsilon_2 k_1} \right)$$

- 5) Величина b_N , как и все величины входящие в уравнение её определяющие, зависит от постоянной распространения цилиндрической волны в структуре (обозначим как β), через величины волновых векторов:

$$k_1 = \sqrt{\varepsilon_1 k_0^2 - \beta^2} \quad k_2 = \sqrt{\varepsilon_2 k_0^2 - \beta^2}$$

Где k_0 – волновой вектор излучения в вакууме.

Далее расчет проведем в программе MATLAB с помощью функции `contour`. Необходимо задать сетку значений двух переменных: k_0 и β . Для каждой из этих пар значений в программе рассчитывается величина b_N . Условием выбора контура на поверхности $b_N(k_0, \beta)$ является справедливость дисперсионного уравнения [4]:

$$Z = b_N - \arctan\left(\frac{\varepsilon_2 k_1 i}{\varepsilon_1 k_2} \right)$$

Вводим параметры графика в функции `contour`:

$$\text{contour}(k_0, \text{Im}(\beta), Z, v);$$

$$v = [\pi 2\pi 3\pi]$$

На рисунках 1 и 2 показаны графики зависимостей потерь в плазмонном волноводе от волнового вектора излучения в вакууме. Показаны результаты симметричной фундаментальной моды. Характер зависимостей показывает, что металлодиэлектрическая оболочка волновода обеспечивает существенное снижение потерь в диапазоне длин волн 150-1000нм.

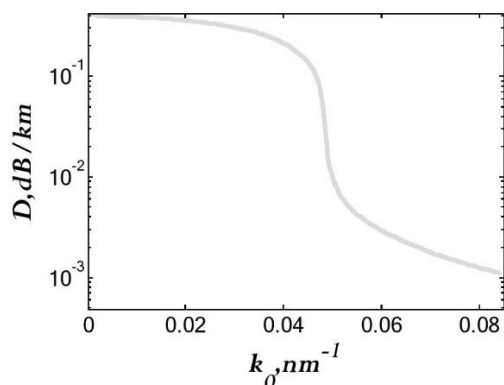


Рисунок 1. График зависимости потерь в золотой нанопроволоке, окруженной воздухом. Радиус проволоки 500нм, параметры металла: плазменная частота 9эВ, время релаксации 20фс.

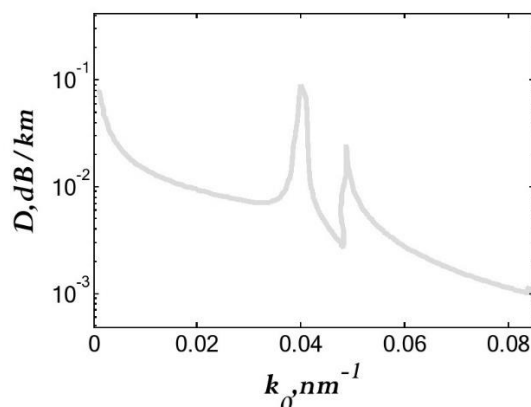


Рисунок 2. График зависимости потерь в золотой нанопроволоке с многослойной двухкомпонентной оболочкой (5 периодов), окруженной воздухом. Радиус проволоки 500нм, параметры металла: плазменная частота 9эВ, время релаксации 20фс. Слои оболочки имеют ширину: металлические 500нм, диэлектрические 300нм. Диэлектрическая проницаемость диэлектрика 1.3.

4. Выводы

Разработан алгоритм расчета потерь в цилиндрическом волноводе, правило расчета особенно эффективно для плазмонного волновода, где электромагнитное поле быстро спадает на металлodieлектрической границе раздела сред, и волна не проникает в ближние слои, что способствует снижению потерь в волноводной структуре.

Литература

1. Longkun Yang, Pan Li, Hancong Wang, and Zhipeng Li. Surface plasmon polariton waveguides with subwavelength confinement// Chin. Phys. B Vol. 27, No. 9 (2018) 094216. DOI: 10.1088/1674-1056/27/9/094216
2. Heydari, M.B., Samiei, M.H.V. Analytical Study of TM-Polarized Surface Plasmon Polaritons in Nonlinear Multi-Layer Graphene-Based Waveguides. Plasmonics 16, 841–848 (2021). DOI:10.1007/s11468-020-01336-y
3. Sen Lu; Kai-Da Xu; Ying-Jiang Guo; Qiang Chen. Compact Spoof Surface Plasmon Polariton Waveguides with Simple Configurations and Good Performance//: IEEE Transactions on Plasma Science (2021) Vol. 49, Is. 12, P. 3786 – 3792 DOI: 10.1109/TPS.2021.3124045
4. N. V. Selina. Solution of Maxwell's Equations for Cylindrical Symmetry Waveguides//Journal of Applied Mathematics and Physics, (2020) 8, 753-765