

03

Пропускание света тонким металлическим экраном с бесконечным массивом периодических нанощелей

© Н.В. Селина

Кубанский государственный технологический университет,
350000 Краснодар, Россия

e-mail: selina_natalia@mail.ru

Поступила в редакцию 09.04.2018 г.

В окончательной редакции 01.02.2019 г.

Принята к публикации 11.06.2019 г.

Предложен рациональный способ вычисления пропускания света тонким металлическим экраном с бесконечным периодическим массивом субволновых щелей. Результаты расчета хорошо согласуются с известными экспериментальными и теоретически рассчитанными данными.

Ключевые слова: наноотверстия в тонком металлическом экране; кусочно-однородная среда с плоскопараллельными границами раздела.

DOI: 10.21883/OS.2019.10.48371.101-19

Введение

Согласно теории Бете, пропускание света с длиной волны λ через малое отверстие в тонком металлическом экране описывается формулой $T \sim (a/\lambda)^4$ (a — характерный размер апертуры) [1]. При условиях принадлежности длины волны к видимому диапазону и наномасштабе отверстия пропускание света рассматриваемой структурой должно быть малым. Однако в экспериментально наблюдаемых спектрах максимальное пропускание для некоторых резонансных длин волн превышает это значение в десятки и сотни раз. В начале прошлого века Р. Вуд наблюдал аномально слабое отражение света некоторых длин волн видимого диапазона от металлической дифракционной решетки с нанорельефом. Такая особенность названа аномалией Вуда. В 1941 г. У. Фано показал, что этот эффект связан с возбуждением поверхностных плазмонов [2].

В дальнейшем активно проводились исследования прохождения света через металлическую пленку, перфорированную наноотверстиями (нанощелями) [3–7]. Было предпринято множество описаний этого физического процесса. В частности, в работах [4–7] содержатся результаты численного решения уравнений Максвелла, а в [3] приведена аналитическая формула для пропускания света массивом нанощелей в тонкой металлической пленке. Она получена методом „сшивания“ полей на границах разделов сред „металл–диэлектрик“. С помощью этой теории рассчитывается пропускание света металлодиэлектрическими структурами с малым отношением ширины щелей к периоду. В настоящей статье к рассматриваемой задаче применена новая методика расчета кусочно-однородных сред. Экран выбирается тонким (меньшим длины волны), поскольку этого требуют условия поперечного (по отношению к экрану) плазмонного резонанса. Разработанный алгоритм действует

в условиях произвольного соотношения материальных и геометрических параметров периодической структуры, расчетные формулы упрощены в сравнении с предложенными в [3], метод легко обобщается на любое число границ раздела сред. Массив из нескольких экранов с субволновыми щелями исследован непосредственным численным решением уравнений Максвелла.

Теоретическое рассмотрение задачи

Рассмотрим распространение монохроматической электромагнитной волны в среде, однородной вдоль некоторой выделенной оси, обозначим ее Oy . Выберем систему координат таким образом, чтобы волна распространялась в плоскости xOz . Избранные геометрические параметры обуславливают независимость всех величин, характеризующих падающую и проходящую через структуру волну, от координаты y . Закон распространения электромагнитной волны описывается волновым уравнением, которое выводится из уравнений Максвелла для напряженностей электрического и магнитного полей в волне [5]:

$$\Delta \mathbf{H} + \frac{1}{\varepsilon} [\text{grad } \varepsilon \times \text{rot } \mathbf{H}] + \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} \mathbf{H} = 0, \quad (1)$$

ω — частота электромагнитной волны, ε — диэлектрическая проницаемость среды:

$$\varepsilon(x, z) = \varepsilon_1 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)T(x, z), \quad (2)$$

$T(x, z)$ — ступенчатая функция, принимающая значение, равное 0 в области I с диэлектрической проницаемостью ε_1 и границами с некоторыми произвольными координатами, определенными для конкретной задачи, и значение 1 вне области I , которую

обозначим как область 2:

$$T(x, y) = \begin{cases} 1, \varepsilon(x, z) = \varepsilon_2, \\ 0, \varepsilon(x, z) = \varepsilon_1, \end{cases}$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — диэлектрические проницаемости областей 1 и 2 соответственно. Для дальнейших расчетов введем волновое число электромагнитной волны в вакууме k_0 :

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k_0^2.$$

Поскольку описывается явление плазмонного резонанса, рассмотрим волну ТМ-поляризации, у которой волновой вектор лежит в плоскости xOz . При таком выборе координат отлична от нуля только y -компонента напряженности магнитного поля. Учитывая, что диэлектрическая проницаемость меняется в направлениях x и z , из (1) получаем

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \frac{\partial H_y}{\partial x} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \frac{\partial H_y}{\partial z} = -H_y \varepsilon k_0^2. \quad (3)$$

Решение этой задачи для волны ТЕ-поляризации аналогично.

Для решения задачи кусочно-однородной среды с двумя возможными значениями диэлектрической проницаемости запишем квадрат волнового вектора в виде двух произвольных частей:

$$\varepsilon_i k_0^2 = k_{xi}^2 + k_{zi}^2, \quad i = 1, 2.$$

Умножая уравнение (3) на $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon}$, а также прибавляя и вычитая из него выражения $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon H} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right)^2$ и $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon H} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right)^2$ в левой части уравнения, приводим полученный результат к виду

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon H_y} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon H_y} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right)^2 \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon H_y} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon H_y} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right)^2 = -\varepsilon_1 k_0^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Такая группировка сомножителей в членах уравнения (4) позволяет ввести для всех областей кусочно-однородной среды функции фазы a по направлению x , и фазы b по направлению z согласно равенствам

$$\frac{1}{H_y} \frac{\partial H_y}{\partial x} = -\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} k_{x1} \operatorname{tg}(a), \quad (5)$$

$$\frac{1}{H_y} \frac{\partial H_y}{\partial z} = -\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} k_{z1} \operatorname{tg}(b). \quad (6)$$

Учитывая (5) и (6), преобразуем уравнение (4) к виду

$$\begin{aligned} & k_{x1} \frac{\partial \operatorname{tg}(a)}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \left((k_{x1} \operatorname{tg}(a))^2 + k_{x1}^2 \right) \\ & + T(x, z) \left(k_{x2}^2 \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_2^2} - k_{x1}^2 \right) + k_{z1} \frac{\partial \operatorname{tg}(b)}{\partial z} \\ & - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \left((k_{z1} \operatorname{tg}(b))^2 + k_{z1}^2 + T(x, z) \left(k_{z2}^2 \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_2^2} - k_{z1}^2 \right) \right) = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

По аналогии с традиционным решением положим, что функция $a(x, z)$ зависит непрерывно от координаты x и через функцию Хэвисайда (через кусочно-непрерывную диэлектрическую проницаемость) от координаты z , а $b(x, z)$ — наоборот. Тогда последнее уравнение разбивается на два: равенство нулю первых пяти слагаемых и равенство нулю оставшихся слагаемых. Из этих уравнений следует, что в области, заполненной средой 1,

$$\frac{\partial a(x, z)}{\partial x} = k_{x1}, \quad \frac{\partial b(x, z)}{\partial z} = k_{z1}.$$

Для них решение уравнения (3) находится интегрированием (5), (6) и имеет вид

$$H_y(x, z) = H_0 \cos(a) \cos(b).$$

Вводя обозначения

$$\frac{1}{\alpha^2} = \frac{k_{x2}^2}{k_{x1}^2} \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_2^2}, \quad \frac{1}{\beta^2} = \frac{k_{z2}^2}{k_{z1}^2} \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_2^2},$$

$$\tilde{a}(x, z) = \arctg(\alpha \operatorname{tg} a(x, z)),$$

$$\tilde{b}(x, z) = \arctg(\beta \operatorname{tg} b(x, z)),$$

запишем уравнения (7) для области, заполненной второй средой:

$$\frac{\partial \tilde{a}(x, z)}{\partial x} = k_{x2}, \quad \frac{\partial \tilde{b}(x, z)}{\partial z} = k_{z2}. \quad (8)$$

Тогда формулы (5) и (6) примут вид

$$\frac{1}{H_y} \frac{\partial H_y}{\partial x} = -k_{x2} \operatorname{tg}(\tilde{a}), \quad \frac{1}{H_y} \frac{\partial H_y}{\partial z} = -k_{z2} \operatorname{tg}(\tilde{b}).$$

Интегрируя эти равенства с учетом (8), находим решение для областей, заполненных средой 2:

$$H_y(x, z) = H_0 \cos(\tilde{a}) \cos(\tilde{b}). \quad (9)$$

Решение определено с точностью до постоянного слагаемого в функциях фазы. Определим эти константы в каждой из областей. В области, содержащей начало координат, в положительном направлении оси Ox от этой точки, функция $a(x, z)$ равна

$$a(x) = k_{x1}x.$$

Здесь положили, что рассматриваемая область заполнена средой 1. Положим также, что ее протяженность по оси X равна d , тогда в следующей области аргумент косинуса имеет вид

$$\tilde{a}(x) = k_{x2}(x - d) + \arctg(\alpha \operatorname{tg}(k_{x1}d)).$$

Аналогично можно записать решение для любого числа областей, заполненных разными средами. Так для направления оси Z имеем

$$\tilde{b}(z) = k_{z2}(z - h) + \arctg(\beta \operatorname{tg}(k_{z1}h)).$$

Здесь h — протяженность области, содержащей начало координат, по направлению оси Z .

Рассматриваемые функции, следовательно, и зависящая от них напряженность магнитного поля волны являются непрерывными на границах раздела сред в направлениях x и z . Кроме того, в таком представлении решения непрерывна и тангенциальная (для таких границ раздела сред) компонента напряженности электрического поля волны, поскольку производные функции напряженности магнитного поля волны по координатам x и z определяются следующими формулами:

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = -\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} k_{x1} \operatorname{tg}(a) H_y,$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} k_{z1} \operatorname{tg}(b) H_y.$$

Таким образом, полученное решение уравнения (3) по сути совпадает с традиционным, поскольку включает в себя функции косинуса от координат, умноженных на волновой вектор в среде. Найденное решение лишь определяет константу, прибавляемую к значению, называемому обычно фазой волны. Преимущество данного решения состоит в том, что определяющая его функция непрерывна на границе сред и записывается сразу для всех сред-компонентов.

Далее рассмотрим структуру с двумя границами раздела сред в направлении оси OZ и бесконечным периодическим массивом щелей в плоскости этих границ (рис. 1), и применяя выведенные формулы, найдем соотношение между материальными и геометрическими характеристиками структуры и оптическими параметрами ее собственной моды — дисперсионное соотношение. Для того, чтобы свет от щелей распространялся в фазе, необходимо положить разность фаз между серединами щелей кратной 2π :

$$a = \frac{k_{x2}d_1}{2} + \operatorname{arctg}\left(\frac{k_{x1}\varepsilon_2}{k_{x2}\varepsilon_1} \operatorname{tg}\left(\frac{k_{x1}d}{2} + \pi m\right)\right) = \pi n,$$

$$n, m = 1, 2, \dots,$$

где d — ширина щели, $p = d_1 + d$ — период структуры.

Преобразуя это уравнение, получаем дисперсионное соотношение для волноводной структуры щелей:

$$\frac{k_{x1}\varepsilon_m}{k_{x2}\varepsilon_d} \operatorname{tg}\left(\frac{k_{x1}d}{2}\right) + \operatorname{tg}\left(\frac{k_{x2}d_1}{2}\right) = 0.$$

При больших значениях d_1 приходим к дисперсионному уравнению для трехслойной среды — тонкой металлической пленки между диэлектрическими полупространствами. В работе [3] решалось именно это уравнение. Как следует из приведенных выше рассуждений, его можно использовать для определения постоянной распространения волноводной моды в субволновых щелях только в пределе большого периода, сравнимого с длиной волны.

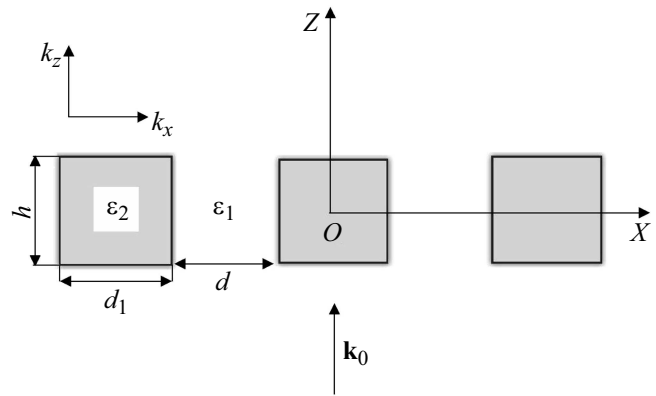


Рис. 1. Схематическое изображение периодической структуры, представляющей собой тонкий металлический экран с бесконечным массивом вертикальных нанощелей: $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения, $\mathbf{k}_0 = \mathbf{e}_z k_0$, \mathbf{e}_z — единичный вектор в направлении оси OZ .

Согласно теореме Флоке–Блоха, решение волнового уравнения для периодической структуры есть сумма волн различных порядков дифракции. Определим одну из них. Запишем формулу (9) для волны n -го порядка дифракции на границах структуры, находящихся на расстоянии $h/2$ в обе стороны от координатной плоскости, перпендикулярной оси OZ и разделяющей экран на две равные половины:

$$H_n\left(x_1, \frac{h}{2}\right) = H_{n0} \cos(\tilde{a}_n) \cos(\tilde{b}_n),$$

$$\tilde{b}_n = \operatorname{arctg}\left(\sqrt{\gamma_n} \operatorname{tg}\left(\frac{\beta h}{2}\right)\right),$$

$$\gamma_{nd} = \frac{\beta^2}{k_0^2 - k_{x,n}^2}, \quad \gamma_{nm} = \frac{\beta^2}{\varepsilon^2 k_0^2 - k_{x,n}^2}.$$

Индекс d относится к областям, заполненным диэлектриком (среда 1), m — металлом (среда 2).

$$\alpha = \frac{\varepsilon^2 \left(\sqrt{k_0^2 - \beta^2}\right)^2}{\left(\sqrt{\varepsilon k_0^2 - \beta^2}\right)^2}, \quad k_{x,n} = \frac{2\pi n}{p}.$$

β — постоянная распространения света в щели, $\varepsilon = \varepsilon_2$ — диэлектрическая проницаемость металла, n — порядок дифракции. Рассматриваем металлический экран из золота в воздухе ($\varepsilon_1 = 1$).

В рассматриваемой структуре по границе вдоль оси OX существуют решения с постоянной $k_{x,n}$ и поперечными волновыми векторами: $k_{zn} = \sqrt{k_0^2 - k_{x,n}^2}$, направленными в обе стороны от координатной плоскости, которые характеризуют рассеяние света посредством дифракции на щелях. Они определяют потоки энергии на границах структуры вместе с волновым вектором волноводной моды щелей. Чтобы определить эти потоки,

необходимо использовать выражение для напряженности электрического поля.

С этой целью запишем выражение для одной из компонент (x -компонента) электрического поля линейно поляризованной волны, которая определяется производной от магнитного поля по продольной координате:

$$E(x, z) = iH_{n0} \cos(\tilde{a}_n) \sin(\tilde{b}_n).$$

Для z -составляющей вектора Умова–Пойтинга на границах экрана получаем равенство

$$EH = \text{const}(k_{zn})\sqrt{\gamma_n} \text{tg}\left(\frac{k_{zn}h}{2}\right) (H_n(x, z))^2.$$

Таким образом, потоки энергии через границы экрана, перпендикулярные оси OZ , переносимые волнами n -го дифракционного порядка, равны

$$P_1 = -P_2 = \text{const}(k_{zn})\sqrt{\gamma_{nm}} \text{tg}\left(\frac{k_{zn}h}{2}\right) \left(H_n\left(x, \frac{h}{2}\right)\right)^2.$$

Далее рассмотрим потоки энергии, переносимые волноводной модой щелей между границами экрана, перпендикулярными оси OZ , в двух половинах экрана, разделенных плоскостью $z = 0$:

$$P_3 = P_4 = \text{const}\beta\sqrt{\gamma_0} \text{tg}\left(\frac{\beta h}{2}\right) \left(H_0\left(x, \frac{h}{2}\right)\right)^2.$$

В структуре формируются также в двух направлениях оси Z поперечные потоки продольных мод с z -компонентой волнового вектора, по модулю равной β , в металлической и диэлектрической (в щелях) частях экрана:

$$P_5 = -P_6 = \text{const}(d_1\beta\sqrt{\gamma_{nm}} + d\beta\sqrt{\gamma_{nd}}) \times \text{tg}\left(\frac{\beta h}{2}\right) \left(H_0\left(x, \frac{h}{2}\right)\right)^2.$$

Произведение вектора Умова–Пойтинга потока P_1 в точке с заданными координатами на элемент объема определяет энергию, вытекающую (втекающую) из этой области пространства, а также поглощающуюся в ней за счет перемещения этой части энергии:

$$dW_1 = P_1 S dz = i\sqrt{\gamma_{nm}} \text{tg}\left(\frac{k_{zn}h}{2}\right) \left(H_n\left(x, \frac{h}{2}\right)\right)^2 k_{zn} dz S, \tag{10}$$

где S — площадь сечения структуры, поперечного оси Z .

Действительно, при мнимом значении волнового вектора k_{zn} выражение (10) совпадает с законом Бугера, определяющим ослабление параллельного монохроматического пучка при распространении его в поглощающей среде:

$$dJ = -k\sigma J dz.$$

В этой формуле J — интенсивность волны, σ — сечение поглощения в среде, z — координата, изменяющаяся

в направлении распространения волны. Согласно физическому определению, интенсивность — это среднее по времени значение модуля вектора Умова–Пойтинга. Следовательно, выражение (10) учитывает поглощение энергии в структуре.

Проинтегрируем выражение (10), в качестве пространства интегрирования выберем область экрана, заключенную между плоскостями $z = 0$ и $z = -h/2$:

$$\begin{aligned} \int_{-h/2}^0 (-P_1) dz &= - \int_{-h/2}^0 k_{zn} \sin(\tilde{b}_n(z)) \cos(\tilde{b}_n(z)) dz \tilde{b}_n(z) \\ &= -\text{const}\left(C_n \sin\left(\tilde{b}_n\left(\frac{h}{2}\right)\right)\right)^2, \end{aligned}$$

C_n — постоянная, характеризующая амплитуду нулевой моды. В результате получено значение разности энергии, вытекающей в область интегрирования и вытекающей из нее, а также поглощающейся в ней, в единицу времени.

Чтобы изолированно учесть в расчетах каждую из мод, представим себе абстрактную ситуацию: в волноводной моде нет затухания волны, нет возбуждения продольных экрану мод ни одного из дифракционных порядков, соответственно нет отражения от структуры щелей. Тогда поток энергии световой волны, вытекающий в щели в плоскости $z = -h/2$, равен потоку энергии волны, вытекающему из щелей в плоскости $z = h/2$, и пропускание щелей равно единице.

Учитывая, что задачей является расчет отдельно каждой моды, рассмотрим именно такой пример, но с условием, что одна продольная экрану мода n -го дифракционного порядка все же возбуждается, и соответственно существует поглощение в этой моде с утечкой энергии в направлениях, прямом и обратном основному потоку волноводной моды. В этом случае пропускание области структуры, заключенной между плоскостями $z = -h/2$ и $z = 0$, равно отношению разности энергии волны, падающей на экран, и энергии, вытекающей из возбужденной моды и поглощающейся в ней, к энергии волны, падающей на экран:

$$t_n^{(-1/2)} = \frac{W_0 - W_n}{W_0} = 1 - \frac{C_n}{W_0} \sin(\tilde{b}_n(h/2))^2.$$

Знак „минус“ в этой формуле показывает направление поперечного волнового вектора моды n , противоположное основному потоку. Рассмотрим еще и вторую половину области экрана, заключенную между плоскостями $z = 0$ и $z = h/2$, в условиях предыдущего предположения. Соответственно пропускание такой системы отличается от пропускания системы, рассмотренной ранее, знаком направления потока возбуждаемой моды:

$$t_n^{(1/2)} = \frac{W_0 + W_n}{W_0} = 1 + \frac{C_n}{W_0} \sin(\tilde{b}_n(h/2))^2.$$

Полное пропускание структуры равно произведению $t_n^{(-1/2)}$ и $t_n^{(1/2)}$:

$$t_n = 1 - \frac{C_n^2}{W_0^2} \sin(\tilde{b}_n(h/2))^4.$$

В волноводной моде единственный канал утечки энергии — поглощение, поэтому для моды нулевого порядка получаем выражение:

$$t_0 = \exp\left(-2Im\left(\tilde{b}_0(h/2)\right)\right).$$

Поскольку энергия между модами распределяется пропорционально энергетическому объему мод, то для всех n множитель C_n одинаков. Значение C_n можно найти из равенства, определяющего закон сохранения энергии: втекающая в структуру энергия равна суммарной энергии, вытекающей из структуры и поглощающейся в ней:

$$2 \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sin(\tilde{b}_n(h/2))^2 = 2W_0.$$

Откуда получаем амплитуду напряженности поля n -й моды:

$$C_n = \frac{W_0}{\sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\tilde{b}_n\left(\frac{h}{2}\right)\right)^2}.$$

Пропускание экрана с возбуждением n -й моды соответственно равно

$$t_n = 1 - \frac{\sin\left(\tilde{b}_n\left(\frac{h}{2}\right)\right)^4}{\left(\sum_{i=1}^{\infty} \sin\left(\tilde{b}_i\left(\frac{h}{2}\right)\right)^2\right)^2}$$

Полное пропускание рассматриваемой структуры равно произведению значений t_n для каждой моды n -го порядка дифракции:

$$T = \prod_{n=0}^{\infty} \left(1 - \frac{\sin\left(\tilde{b}_n\left(\frac{h}{2}\right)\right)^4}{\left(\sum_{i=1}^{\infty} \sin\left(\tilde{b}_i\left(\frac{h}{2}\right)\right)^2\right)^2} \right). \quad (11)$$

Синус в этом выражении можно преобразовать:

$$\sin\left(\tilde{b}_n\left(\frac{h}{2}\right)\right)^4 = \frac{\gamma_n^2 \operatorname{tg}\left(\frac{\beta h}{2}\right)^4}{\left(1 + \gamma_n \operatorname{tg}\left(\frac{\beta h}{2}\right)\right)^2},$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left(\tilde{b}_n\left(\frac{h}{2}\right)\right)^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\gamma_n \operatorname{tg}(\beta h/2)^2}{1 + \gamma_n \operatorname{tg}(\beta h/2)^2}.$$

Из результатов такого преобразования следует, что минимумы в пропускании соответствуют следующим условиям.

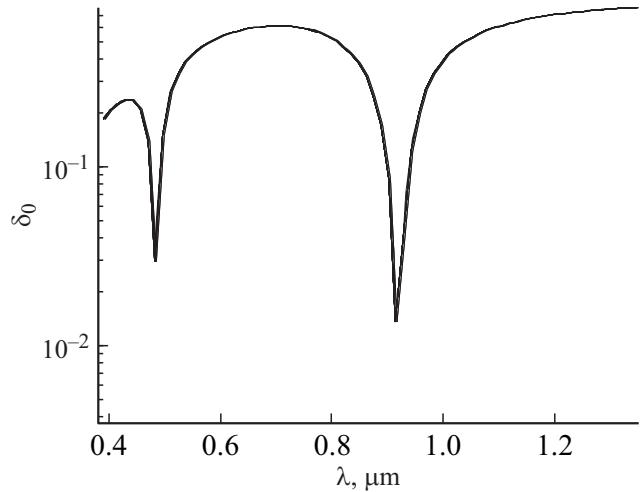


Рис. 2. Зависимость пропускания нулевого порядка дифракции структурой, изображенной на рис. 1 со следующими параметрами: материал экрана — золото (диэлектрическая проницаемость определялась по формуле Друде с плазменной частотой 9.1 eV [8]), $d = 150$ nm, $h = 285$ nm, $p = 500$ nm.

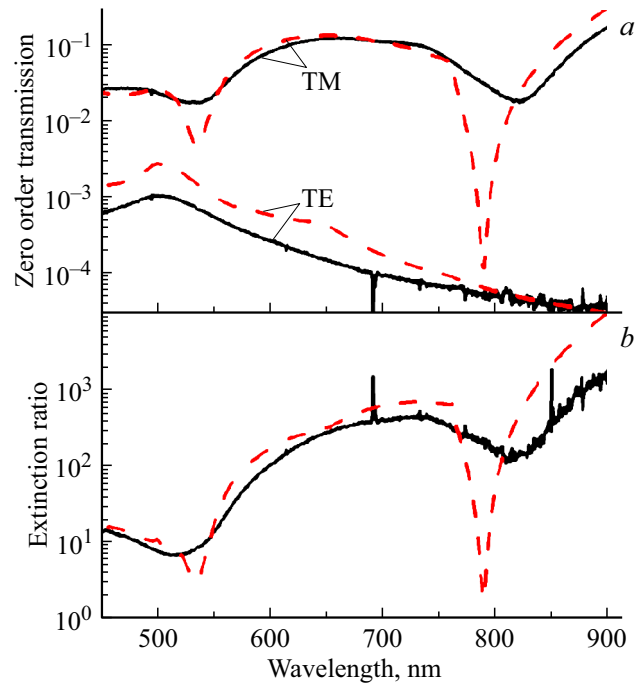


Рис. 3. Спектр пропускания нулевого дифракционного порядка золотого экрана, схематически изображенного на рис. 1, с параметрами $d = 150$ nm, $h = 285$ nm, $p = 500$ nm: сплошная кривая — эксперимент [3], штриховая кривая — настоящая работа.

1. $\gamma_n \rightarrow \infty$, $\lambda \approx \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon+1}} p/n$, случай плазмонного резонанса на внешней границе экрана.
2. $\operatorname{tg}\left(\frac{\beta h}{2}\right) \sqrt{\gamma_n} = i$, случай плазмонного резонанса в трехслойной структуре.

Пропускание моды n -го порядка равно пропусканию всей структуры, умноженному на отношение энергетического объема моды к суммарному объему всех мод:

$$\delta_n = T \frac{\sin\left(\tilde{b}_n\left(\frac{\lambda}{2}\right)\right)^2}{\sum_{i=1}^{\infty} \sin\left(\tilde{b}_i\left(\frac{\lambda}{2}\right)\right)^2}. \quad (12)$$

На рис. 2 изображен график зависимости пропускания нулевого порядка дифракции от длины волны излучения, построенный по формулам (11), (12) с использованием значений β , полученных при решении дисперсионного уравнения для волноводной структуры щелей. На графике пропускания нулевого порядка дифракции должны быть относительно широкие минимумы вблизи значений длины волны $\frac{\lambda}{n}$. Обращаясь к рис. 2, замечаем, что минимумам соответствуют длины волн 500 и 900 nm, что определяется плазмонным резонансом в трехслойной металлodieлектрической структуре. Вид графика хорошо согласуется с экспериментальными данными [3] и результатами расчетов по формулам, определенным „сшиванием“ решений волнового уравнения для каждой из сред на их границе (рис. 3).

Заключение

Приведен метод расчета пропускания света тонким металлическим экраном с периодическим массивом наношелей. Описанный способ расчета является точным и удобным. Результаты численного анализа приведенных формул согласуются с основными экспериментальными и теоретическими данными, приведенными в литературе.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у нее нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Bethe H.A.* // Phys. Rev. 1944. V. 66. P. 163–182.
- [2] *Fano U.* // J. Opt. Soc. Am. 1941. V. 31. P. 213–222.
- [3] *Guillaumée M.* Optical Transmission Through Sub-Wavelength Slits in Metals: from Theory to Applications. Thèse no 4723 école polytechnique fédérale de Lausanne. 2010.
- [4] *Irannejad M., Zhang J., Yavuz M., Cu B.* // Plasmonics. 2014. V. 9. P. 537–544.
- [5] *Babicheva V. E., Lozovik Y.* // J. Opt. Quant. Electron. 2009. V. 41. P. 299–313.
- [6] *Fu Y., Li K., Kong F.M.* // PIER. 2008. V. 82. P. 109–125.
- [7] *Moreau A., Lafarge C., Laurent N., Edee K., Granet G.* // J. Opt. A. 2007. V. 9. P. 165–169.
- [8] *Johnson P., Christy R.* // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. P. 4370.