УДК 621.371.334:537.874.6

ПОГЛОЩАЮЩИЕ ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ НА НОВЫХ ПЛАЗМОННЫХ МАТЕРИАЛАХ

А. М. Лерер*, Е. В. Головачева, И. Н. Иванова, В. В. Махно, П. Е. Тимошенко

Южный федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

Теоретически исследованы двумерно-периодические решётки из плазмонных полосок на подложках, содержащих диэлектрические и плазмонные слои. Разработанная электродинамическая модель основана на решении методом Галеркина векторного интегро-дифференциального уравнения дифракции на трёхмерных диэлектрических телах. Показано, что на частотах резонанса поверхностного плазмон-поляритона эти структуры являются поглотителями почти 100 % энергии падающего на них излучения в широком диапазоне длин волн. Применение неметаллических плазмонных материалов позволяет получить широкополосный поглотитель волн инфракрасного диапазона.

введение

Оптические поглотители на плазмонных метаматериалах имеют много различных применений: преобразование солнечной энергии, органические светодиоды, сенсоры [1], защитные голограммы [2] и т. д. Наиболее перспективными являются структуры, которые используют наноструктурированные периодические решётки. Обычно такие структуры содержат металлические поглощающие и диэлектрические плёнки с периодическими неоднородностями на поверхности. Эти неоднородности могут обеспечивать как согласование, так и дополнительное поглощение [1, 3–6]. Они могут быть как объёмными (цилиндрические наностержни, пирамидки), так и планарными. В последнем случае поглотители компактнее и проще для изготовления.

В ряде устройств, например в солнечных элементах, требуется широкополосный поглотитель. В работе [1] были предложены различные механизмы широкополосного поглощения, такие как перекрытие нескольких плазмонных резонансов при применении нескольких поглотителей из разных материалов [3], использование согласующих периодических элементов сложной формы [1, 6] и т. д.

Традиционные поглощающие слои изготовливаются в основном из благородных металлов, таких как золото, серебро или медь. В последние годы появились новые плазмонные материалы [7–11] (AZO, GZO, HfN, TiN и ZrN), которые можно применять в наноструктурах для ближнего инфракрасного диапазона длин волн [12].

В данной работе теоретически показано, что использование плазмонных материалов в планарных двумерно-периодических решётках позволяет упростить конструкцию и получить широкополосное поглощение. В расчётах учитывалась дисперсия диэлектрической проницаемости оксида ZnO и плазмонных материалов. Учитывалась также комплексная диэлектрическая проницаемость материалов в оптическом диапазоне.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В работе теоретически исследованы двумерно-периодические решётки, элементарная ячейка которых изображена на рис. 1. Периоды решётки по осям x и y составляют d_x и d_y соответственно. Решётка содержит: а) подложку с показателем преломления $n_s = 1,77;6$) слой из плазмонного

А. М. Лерер, Е. В. Головачева, И. Н. Иванова и др.

^{*} lerer@sfedu.ru

материала с толщиной h_3 ; в) слой оксида ZnO с толщиной h_2 ; г) тонкие прямоугольные или эллиптические плазмонные плёнки, образующие двумерно-периодическую решётку, с показателем преломления n_1 и толщиной h_1 ; д) воздух.

В основе теоретических исследований лежит разработанная в статье [13] электродинамическая модель дифракции электромагнитных волн на двумерно-периодических металло-диэлектрических решётках. В ней учтена конечная диэлектрическая проницаемость плазмонных материалов в оптическом диапазоне. Поперечные сечения периодических неоднородностей представляют собой эллипсы [13] и многослойные эллипсы [4], размеры которых зависят от вертикальной координаты. Число неоднородностей в элементарной ячейке решётки произвольное. Диэлектрическая проницаемость неоднородностей зависит от координат. Разработанная электродинамическая модель основана на решении методом Галёркина векторного объёмного интегро-дифференциального уравнения дифракции на трёхмерных диэлектрических телах. Неизвестные переменные в



Рис. 1. Элементарная ячейка двумерной решётки

этом уравнении — это компоненты вектора напряжённости электрического поля **E** внутри неодностей, образующих решётку.

В силу периодичности структуры (см. рис. 1) указанное уравнение решается только внутри объёма V одной неоднородности:

$$\frac{D_r(x, y, z)}{\tau} = E_r^{\rm e}(x, y, z) + \frac{1}{d_x d_y} \sum_{p = -\infty}^{+\infty} \sum_{q = -\infty}^{+\infty} \sum_{s = 1}^3 \int_V \exp[i(\alpha_p x + \beta_q y)]\tilde{g}_{rs}(z, z') D_s(z') \,\mathrm{d}v',$$

где $r = 1, 2, 3; (x, y, z) \in V, D_r(x, y, z) = E_r(x, y, z)\tau(x, y, z), \tau(x, y, z) = \varepsilon_b(x, y, z)/\varepsilon_n - 1, \bar{x} = x - x', \bar{y} = y - y', E_r(x, y, z)$ — проекции неизвестного вектора напряжённости электрического поля внутри неоднородностей, $E_r^e(x, y, z)$ — напряжённость электрического поля падающей волны,

$$\alpha_p = (2\pi p)/d_x + k_{1,x}, \qquad \beta_q = (2\pi q)/d_y + k_{1,y}$$

 $k_{1,x}, k_{1,y}$ — проекции волнового вектора падающей волны, $\varepsilon_{\rm b}(x, y, z)$ и $\varepsilon_{\rm n}(z)$ — диэлектрические проницаемости неоднородности и окружающего её слоя в точке наблюдения (x, y, z) соответственно. Объёмное интегро-дифференциальное уравнение получено в статье [8]. Там же приведены выражения для элементов тензорной функции Грина $\tilde{g}_{rs}(z, z')$.

Базисные функции в методе Галёркина выбраны следующим образом. По вертикальной координате z они такие же, как и в [8], сплайны первого порядка $\sigma_n^{(1)}(z)$; по поперечным координатам — функции Бесселя для эллиптического сечения неоднородностей. В данной работе исследуются также структуры с прямоугольным сечением неоднородностей. Для них базисные функции по поперечным координатам представляют собой полиномы Лежандра и Гегенбауэра [14].

Разработанный комплекс программ позволяет рассчитывать характеристики одномерно- и двумерно-периодических многоэлементных решёток при произвольном числе слоёв (было протестировано 120) с произвольным размещением периодических неоднородностей. Для этих программ была создана основанная на опубликованных данных [9–11] база данных для описания оптических характеристик плазмонных материалов.



Рис. 2. Коэффициент поглощения в двумерной решётке с золотыми слоями при различных размерах квадратных золотых плёнок: сторона квадрата 150 нм (кривая 1), 100 нм (2), 50 нм (3). Толщина плёнок составляет $h_1 = 20$ нм, толщина слоя ZnO равна $h_2 = 250$ нм, толщина поглощающего золотого слоя $h_3 = 47$ нм, периоды $d_x = d_y =$ = 200 нм



Рис. 4. Коэффициент поглощения в двумерной решётке с ZrN-слоями при разных толщинах h_2 слоя ZnO: 300 нм (1), 350 нм (2), 400 нм (3), 450 нм (4); $h_3 = 47$ нм. Плёнки квадратные с толщиной 20 нм и стороной 150 нм; $d_x = d_y = 200$ нм



Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны при изменении толщины плазмонной плёнки (кривые 1-4 соответствуют значениям $h_3 = 20$; 47,08; 75 и 100 нм). Размеры решётки $d_x = d_y = 200$ нм, слой ZnO имеет толщину 300 нм. Неоднородности представляют собой прямоугольники с размерами $100 \times 100 \times 20$ нм. Материал плазмонного слоя и неоднородностей HfN



Рис. 5. Коэффициент поглощения в двумерной решётке со слоями в виде круглых плёнок TiN с толщиной $h_3 = 20$ нм. Толщина поглощающего плазмонного слоя $h_3 = 75$ нм, толщина слоя ZnO $h_2 =$ = 150 нм. Кривые 1 и 2 соответствуют $d_x = d_y =$ = 400 нм и радиусу плёнок R = 150 нм, кривые 3 и $4 - d_x = d_y = 300$ нм и R = 100 нм. Поглощающий плазмонный слой — Аu (кривые 1, 3) и TiN (кривые 2, 4)

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2–5 представлены зависимости от длины волны λ коэффициента потерь P = 1 - R - -T, где R и T,— коэффициенты отражения и прохождения по мощности соответственно. Вначале рассмотрим для сравнения дифракционные решётки с поглощающим и плазмонным слоями из золота. Как видно из рис. 2, наблюдается несколько резонансов полного поглощения в видимом

А. М. Лерер, Е. В. Головачева, И. Н. Иванова и др.

902



Рис. 6. Диэлектрическая проницаемость Au [15]. Линии 1 и 2 соответствуют $\operatorname{Re} \varepsilon$ и $\operatorname{Im} \varepsilon$



Рис. 7. Диэлектрическая проницаемость ZrN (кривые 1) и TiN (кривые 2) [9]. Сплошные и штриховые кривые соответствуют $\operatorname{Re} \varepsilon$ и $|\operatorname{Im} \varepsilon|$

и ближнем инфракрасном диапазоне. Длины волн коротковолновых резонансов почти не зависят от размеров плёнок. Как известно [15], в металлических наночастицах с размерами много меньше длины волны в вакууме наблюдается эффект резонансного поглощения электромагнитных волн — локализованный плазмон. Резонансная частота зависит от формы, материала наночастицы и показателя преломления окружающего его диэлектрика $n_{\rm s}$. Так, для сферических частиц из золота (с комплесной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\rm Au}$) резонанс наблюдается при ${\rm Re} \, \varepsilon_{\rm Au} = -2n_{\rm s}^2$. Для планарной наночастицы на подложке трудно рассчитать (а для целей данной работы и не нужно) значение резонансной частоты, но условие ${\rm Re} \, \varepsilon_{\rm Au} = -2\tilde{n}_{\rm s}^2$ (здесь $\tilde{n}_{\rm s}$ — промежуточное значение между показателями преломления вакуума и подложки) выполняется. Поэтому наблюдаемый коротковолновый резонанс можно трактовать как возбуждение локализованного плазмона.

Инфракраный резонанс — это резонанс поверхностного плазмон-поляритона. Резонансная длина волны увеличивается, как и положено, с ростом размера плёнок. На положение резонансной кривой влияет толщина h_2 слоя ZnO. Можно найти величины h_2 , при которых наблюдается максимум потерь. Резонансная длина волны не зависит от толщины плазмонного слоя h_3 , но последняя влияет на уровень поглощения. При $h_3 = 70$ нм поглощение при резонансе составляет практически 100 %. Длина волны плазмонного резонанса зависит от формы периодических полосок, поэтому от их формы зависит и положение резонанса полного поглощения.

Диапазон длин волн, в котором коэффициент потерь P > 0,8, в дифракционных решётках с золотыми плёнками узкий. По этому параметру они уступают резонансно поглощающим решёткам на наностержнях [1, 3–6].

Эффект резонансного поглощения наблюдается также в решётках с неметаллическими плазмонными материалами. Их применение позволит продвинуться в инфракрасный диапазон и получить более широкополосный резонанс. Теоретически было предсказано почти 100-процентное поглощение для решёток со слоями из HfN, ZrN и TiN.

Решётка с HfN-плёнками имеет два резонанса полного поглощения — в видимом и инфракрасном диапазонах (см. рис. 3). Увеличение толщины h_3 слоя HfN не смещает плазмонный резонанс, а влияет лишь на величину потерь.

В дифракционных решётках с плёнками и плазмонным слоем из ZrN плазмонный резонанс наблюдается только в инфракрасном диапазоне. На положение резонанса и величину поглощения в первую очередь влияют размеры полосок и толщина h_2 слоя ZnO между плазмонным слоем

А. М. Лерер, Е. В. Головачева, И. Н. Иванова и др.

и плазмонными плёнками (см. рис. 4).

Решётка с ТіN-слоями, в отличие от рассмотренных выше решёток, широкополосная (см. рис. 5). Диапазон длин волн, в котором коэффициент потерь P > 0.8, превышает 900 нм. Лучшими характеристиками обладают решётки с золотым поглощающим слоем, расположенным между подложкой и слоем ZnO.

Как видно, при сопоставимых размерах решётки с TiN- и ZrN-плёнками (см. рис. 4 и 5) более пирокополосные и длинноволновые, чем решётки с плёнками из Au (см. рис. 2). У золота в оптическом диапазоне $\operatorname{Re} \varepsilon_{Au} < 0$, а в инфракрасном диапазоне величина $|\operatorname{Re} \varepsilon_{Au}| \gg 1$ быстро растёт при увеличении длины волны [16] (см. рис. 6). Поэтому в инфракрасном диапазоне коэффициент замедления поверхностного плазмон-поляритона невелик по сравнению с видимым диапазоном. У TiN и ZrN величина $|\operatorname{Re} \varepsilon|$ меньше, чем у Au при сопоставимых значениях Im ε (рис. 7), поэтому коэффициент замедления поверхностного плазмон-поляритона для них больше, чем для Au. У ZrN и, особенно, TiN значительно меньше дисперсия ε (см. рис. 7). Этим можно объяснить широкополосность этих решёток.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании результатов математического моделирования следует, что планарная двумерная решётка из плазмонных полосок на подложке, содержащей плазмонные и диэлектрические слои, является эффективным поглотителем в оптическом диапазоне частот: поглощается почти 100 % энергии падающего на эту решётку излучения при резонансе поверхностного плазмонполяритона. Применение неметаллических плазмонных материалов позволяет получить широкополосный поглотитель инфракрасного диапазона.

Работа выполнена в рамках реализации базовой части госзадания (проект Минобрнауки 3.5398.2017/8.9).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Cui Y., He Y., Jin Y., et al. // Laser Photonics Rev. 2014. V. 8, No. 4. P. 495.
- 2. Одиноков С.Б., Жердев А.Ю., Лушников Д.С. и др. // Фотоника. 2017. № 5. С. 62.
- 3. Лерер А. М., Цветянский Е. А. // Письма в журн. техн. физики. 2012. Т. 38, № 21. С. 77.
- Лерер А. М., Иванова И. Н., Клещенков А. Б. и др. // Физические основы приборостроения. 2016. Т. 5, № 5 (22). С. 90.
- Кайдашев Е. М., Лерер А. М., Головачева Е. В. и др. // Радиотехника и электроника. 2017. Т. 62, № 12. С. 1 173.
- 6. Mayer A., Lobet M. // Proc. SPIE. 2018. V. 10671. Art. no. 1067127.
- 7. Dai Z. H., Zhang R. J., Shao J., et al. // J. Korean Phys. Soc. 2009. V. 55, No. 3. P. 1227.
- 8. Rakic A. D., Djurisic A. B., Elazar J. M., Majewski M. L. // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 5271.
- 9. Naik G. V., Kim J., Boltasseva A. // Opt. Materials Express. 2011. V. 1, No. 6. P. 1090.
- 10. Boisset G. Luxpop: index of refraction, thin film, optical simulation and ray tracing. 2018. http://www.luxpop.com.
- 11. Polyanskiy M. N. Refractive index database. 2018. https://refractiveindex.info.
- 12. Lin J.-Y., Zhong K.-D., Lee P.-T. // Opt. Express. 2016. V. 24, No. 5. P. 5125.
- 13. Лерер А. М. // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57, № 11. С. 1160.
- 14. Лерер А. М., Иванова И. Н. // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61, № 5. С. 435.

А. М. Лерер, Е. В. Головачева, И. Н. Иванова и др.

904

- 15. Майер С. А. Плазмоника. Теория и приложения. М.—Ижевск: НИЦ Регулярная и хаотическая динамика, 2011. 296 с.
- 16. http://www.luxpop.com.

Поступила в редакцию 14 июня 2018 г.; принята в печать 30 ноября 2018 г.

ABSORBING TWO-DIMENSIONALLY PERIODIC STRUCTURES ON NEW PLASMON MATERIALS

A. M. Lerer, E. V. Golovacheva, I. N. Ivanova, V. V. Makhno, and P. E. Timoshenko

We study theoretically two-dimensionally periodic lattices of plasmon strips on substrates which contain dielectric and plasmon layers. The developed electrodynamic model is based on solving the integral-differential vector equation of diffraction at three-dimensional dielectric bodies by the Galerkin method. It is shown that at the resonance frequencies of the surface plasmon polariton these structures absorb almost 100% of the energy of the incident radiation in a wide wavelength range. The use of non-metal plasmon materials allows one to create a wideband absorber of infrared-band waves.