

06

Особенности локализации света неоднородной пленкой

© В.И. Иванов-Омский¹, И.Е. Истомин^{1,¶}, М. Singh², С.Г. Ястребов¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Western University, London, Ontario, Canada

¶ E-mail: keshu22ist@gmail.com

Поступило в Редакцию 22 марта 2021 г.

В окончательной редакции 10 апреля 2021 г.

Принято к публикации 11 апреля 2021 г.

Рассмотрен случай удержания света в тонкой неоднородной пленке аморфного углерода, легированного медью. Эффект проявляется из-за рассеяния света наночастицами меди, внедренными в пленку. Локализация объясняет усиление „двухфонных“ линий поглощения инфракрасного излучения наноразмерными алмазами, одновременно присутствующими в пленке.

Ключевые слова: метаматериалы, наночастицы, локализация света в волноводе, усиление поглощения.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.14.51180.18778

В последнее время возрос интерес к так называемым метаматериалам, т.е. к любым материалам, спроектированным таким образом, чтобы они имели некое свойство или набор свойств, которые не встречаются в материалах природного происхождения [1].

В качестве примера можно привести аморфный углерод, модифицированный металлами [2]. Такой материал получается методом совместного магнетронного распыления графитовой и металлической мишеней. Некоторые образцы поглощают радиоволны и поэтому могут быть использованы в качестве электромагнитных экранов. Эффект поглощения радиоволн был объяснен нами сравнительно недавно [2].

Другим интересным эффектом является аномальное увеличение интенсивности некоторых весьма слабых полос поглощения в инфракрасной (ИК) области спектра. Так, например, нами наблюдалось явление гигантского увеличения двухфонных полос поглощения наночастиц алмаза, присутствующих по нашим данным в этом материале как в исходном состоянии, так и при модификации его медью [3–6]. В работах [4,6] нами используются качественные модели, способные описать данное явление.

В настоящей работе мы объясняем возможную причину такого увеличения эффектами локализации-делокализации света в тонкой пленке синтезированного материала. Эта пленка представляет собой планарный волновод. Эффект захвата в волновод проявляется с помощью рассеяния света на наночастице (рис. 1). Из рисунка видно, что делокализация света, приводящая к его выводу из волновода, также может происходить благодаря механизму рассеяния на нанокластере. Очевидно, что эффект локализации приводит к значительному увеличению оптического пути. За рассеяние света могут быть ответственны крупные нанокластеры меди размером несколько десятков нанометров [7,8], редко, как это следует из литературы, встречающиеся в пленке. Из литературы также известно, что пленка

содержит наноразмерные кластеры алмаза диаметром порядка 1 nm [9], которые практически не рассеивают свет. Форма наночастиц меди близка к сферической, поскольку для таких образцов наблюдался резонанс Фрелиха с энергией порядка 2 eV [7,8]. Если для оценки воспользоваться формулой Бугера $I = I_0 \exp(-h\alpha)$, то при толщине пленки примерно $h = 1 \mu\text{m}$ в случае однократного прохождения света имеем пренебрежимо малое изменение интенсивности на выходе из образца I по сравнению с падающим на него излучением I_0 , если, как в случае массивного алмаза, коэффициент поглощения в области частот с волновыми числами $2000\text{--}2200 \text{ cm}^{-1}$ принять равным $\alpha = 14 \text{ cm}^{-1}$ [10]. Однако в случае локализации света в волноводе при значительном расстоянии между наночастицами меди на входе и выходе света происходит заметное увеличение оптического пути (рис. 1).

Заметим, что из указанного выше следует, что в ИК-области $\sim 2000 \text{ cm}^{-1}$ задачу об эффективной диэлектрической функции пленки ξ_{eff} можно свести к задаче о смеси диэлектрических проницаемостей двух фаз, т.е. в рамках простой модели суммы двух компонент запишем

$$\xi_{eff} = \Theta \xi_m + (1 - \Theta) \xi_d. \quad (1)$$

Здесь Θ — объемная доля вклада матрицы, ξ_m — диэлектрическая проницаемость матрицы, ξ_d — диэлектрическая проницаемость алмаза. В рассматриваемом спектральном диапазоне мнимая часть ξ_m равна нулю, ξ_{1m} оценивалась по данным работы [7] и принималась равной 4. Точное значение Θ неизвестно. Однако если исходить из анализа электронно-микроскопических изображений алмазов в аморфном углероде, полученных с помощью просвечивающего электронного микроскопа в работе [9], можно принять для оценки, что наноалмазы занимают не менее 60 vol.% образца. Таким образом, для мнимой части смеси можно записать выражение (индекс m обозначает матрицу, цифры 1 и 2 — действительную и мнимую компоненты диэлектрической функции,

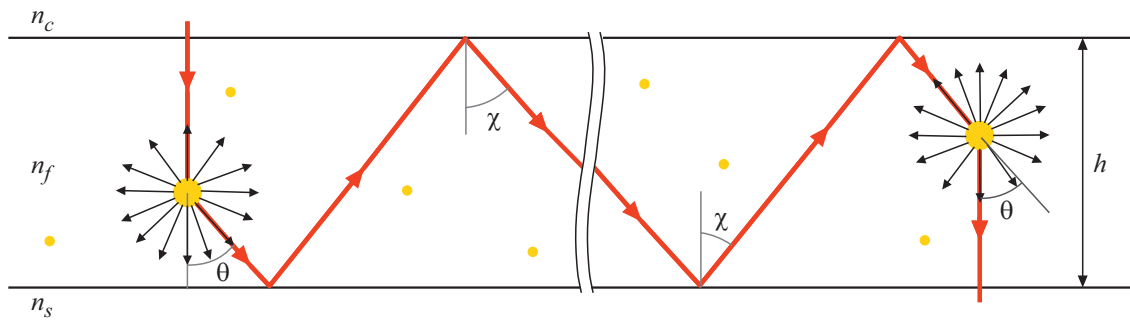


Рис. 1. Схема увеличения длины оптического пути при локализации света в планарном волноводе. χ и θ — модовый угол и угол рассеяния света соответственно. Мелкими точками обозначены наночастицы меди малых размеров (4 nm). Стрелками, расположенными вокруг кружка, показано рассеяние от крупной частицы меди (40 nm), приводящее из-за эффекта полного внутреннего отражения к локализации света волноводом (ловушкой).

f — формфактор)

$$\xi_{2eff} = (1 - \Theta) \frac{\xi_{1m}^2 \xi_{2d}}{(\xi_{1m} + f_j(\xi_{1d} - \xi_{1m}))^2 + (f_j \xi_{2d})^2}. \quad (2)$$

Известно [11], что сильно вытянутые сфероиды (иглы) имеют $f_1 = 0$ вдоль иглы и $f_2 = f_3 = 1/2$ поперек нее. У плоских эллиптических дисков $f_1 = 1$ по направлению нормали к поверхности и $f_2 = f_3 = 0$ поперек нее. Из уравнения (2) следует, что для значения формфактора $f = 0$ значение мнимой части максимально. Известно, что случай $f = 0$ соответствует ситуации, когда электрическое поле электромагнитной волны направлено либо вдоль иглы, либо вдоль плоскости диска. Из указанного следует, что в случае, рассматриваемом в настоящей работе, нанодиазмы представлены либо в форме дисков, либо в форме иголок. Заметим, что как в случае дисков, так и в случае иголок форма нанокристаллов отличается от формы нанодиазмов, исследованных нами ранее для образца, не модифицированного металлами, методом просвечивающей электронной микроскопии [9], где она близка к сферической, т.е. глобулярной. Поэтому можно предположить, что в нашем случае добавление в образец меди способствует образованию нанокристаллов алмаза с формой, отличной от глобулярной.

Далее заметим, что теория планарного волновода достаточно подробно описана в [12].

Рассеяние на крупной частице меди (диаметром 40 nm) приводит из-за эффекта полного внутреннего отражения к локализации света волноводом (рис. 1). В случае, показанном на рис. 1, волновод граничит сверху с воздухом, а снизу — с подложкой. Исходя из условий эксперимента в волноводе распространяется электромагнитная волна с длиной $\lambda = 4.5 \mu\text{m}$. Подложка представляет собой кремний. Кремний покрыт слоем собственного окисла (показатель преломления $n_s \approx 1.361$ [13]). Показатель преломления материала волновода оценивался в работе [7] и оказался равен $n_f \approx 2$. Показатель преломления воздуха n_c считаем равным 1.

Из-за возможности реализации условий полного внутреннего отражения на границах раздела может проис-

ходить локализация света в ловушке. Для распространения электромагнитной волны в волноводе необходимо, чтобы угол падения электромагнитной волны был больше углов полного внутреннего отражения на границе пленка–воздух ($\sin \chi_c = n_c/n_f \approx 27^\circ$) и на границе пленка–подложка ($\sin \chi_s = n_s/n_f \approx 44^\circ$). Далее введем общий для обеих границ модовый угол χ (он должен быть больше χ_c и χ_s). Этот угол представляет собой решение дисперсионного уравнения для волновода.

Оценим возможность возбуждения мод планарного волновода. Воспользуемся условием поперечного резонанса

$$kn_f h \cos \chi - \varphi_s - \varphi_c = \pi \nu, \quad (3)$$

где k — волновое число, $k = 2\pi/\lambda$, h — толщина волновода, χ — угол падения электромагнитной волны, ν — натуральное число и нуль, определяющие порядок моды. Сдвиг фаз при отражении на границе пленка–покровный слой ($-2\varphi_c$) и сдвиг фаз при отражении на границе пленка–подложка ($-2\varphi_s$) для ТЕ-моды волновода вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} \varphi_c &= \text{atg} \left(\frac{\sqrt{n_f^2 \sin^2 \chi - n_c^2}}{n_f \cos \chi} \right), \\ \varphi_s &= \text{atg} \left(\frac{\sqrt{n_f^2 \sin^2 \chi - n_s^2}}{n_f \cos \chi} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

а для ТМ-моды волновода — по формулам

$$\begin{aligned} \varphi_c &= \text{atg} \left(\left(\frac{n_f}{n_c} \right)^2 \frac{\sqrt{n_f^2 \sin^2 \chi - n_c^2}}{n_f^2 \cos^2 \chi} \right), \\ \varphi_s &= \text{atg} \left(\left(\frac{n_f}{n_c} \right)^2 \frac{\sqrt{n_f^2 \sin^2 \chi - n_s^2}}{n_f^2 \cos^2 \chi} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

В пленке толщиной $1 \mu\text{m}$ (значение, типичное для получаемой в эксперименте толщины) будет возбуждаться только нулевая волноводная мода. Для моды волновода нулевого порядка ($\nu = 0$) из формулы (3) находим, что

зависимость толщины от угла падения вычисляется по формуле

$$h(\chi) = \frac{\varphi_s(\chi) + \varphi_c(\chi)}{kn_f \cos \chi}, \quad (6)$$

$\varphi_s(\chi)$ и $\varphi_c(\chi)$ для ТЕ-моды волновода вычисляются по формулам (4), а для ТМ-моды волновода — по формулам (5). Зависимость (6) справедлива для значений $\chi > \chi_c$.

Результат расчета по формуле (6) представлен на рис. 2. На этом рисунке приведены зависимости толщины пленки от угла падения нулевой моды электромагнитной волны для ТЕ- и ТМ-состояний поляризации.

Из рис. 2 видно, что удержание волноводом нулевой моды возможно только при значениях толщины пленки, превышающих 0.4 и 0.8 μm для ТЕ- и ТМ-состояний поляризации соответственно. Таким образом, для толщины пленки 1 μm будут существовать нулевые ТЕ- и ТМ-моды планарного волновода, различающиеся значением угла χ .

Исходя из полученных данных можно оценить увеличение длины оптического пути l , необходимого для заметного эффекта. Для этой цели воспользуемся законом Бугера. Предполагая для оценки $l\alpha \approx 1$, получим $l \approx 714 \mu\text{m}$, т.е. свет после захвата в волновод должен совершить порядка 250 отражений для нулевой моды и толщины пленки 1 μm (рис. 2).

С использованием теории Ми [14] оказывается возможным оценить эффективность рассеяния света наночастицей меди внутри волновода. Результат показан на рис. 3 для ТЕ-поляризации света. Картина рассеяния для ТМ-поляризации не приводится для краткости, поскольку практически совпадает с таковой для приведенного случая.

Мы также оценили рассеяние наночастицей меди размером 4 nm. Картина рассеяния, что, естественно, по-

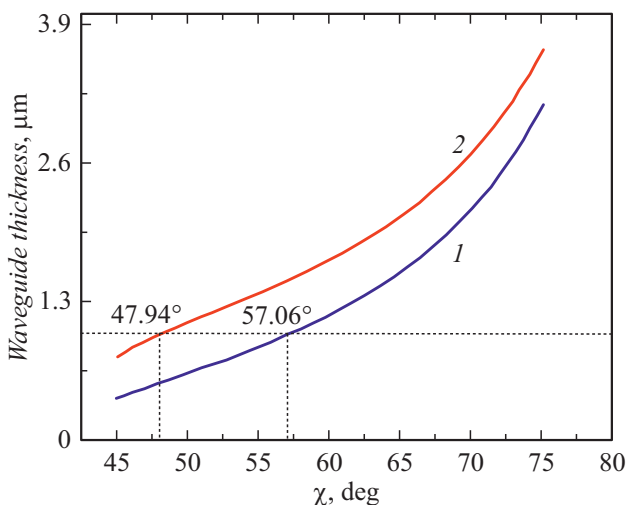


Рис. 2. Зависимость толщины планарного волновода от угла χ (см. рис. 1). 1 — для ТЕ-моды, 2 — для ТМ-моды. Пунктирной линией выделен результат расчета модовых углов для нулевой моды при толщине волновода, равной 1 μm .

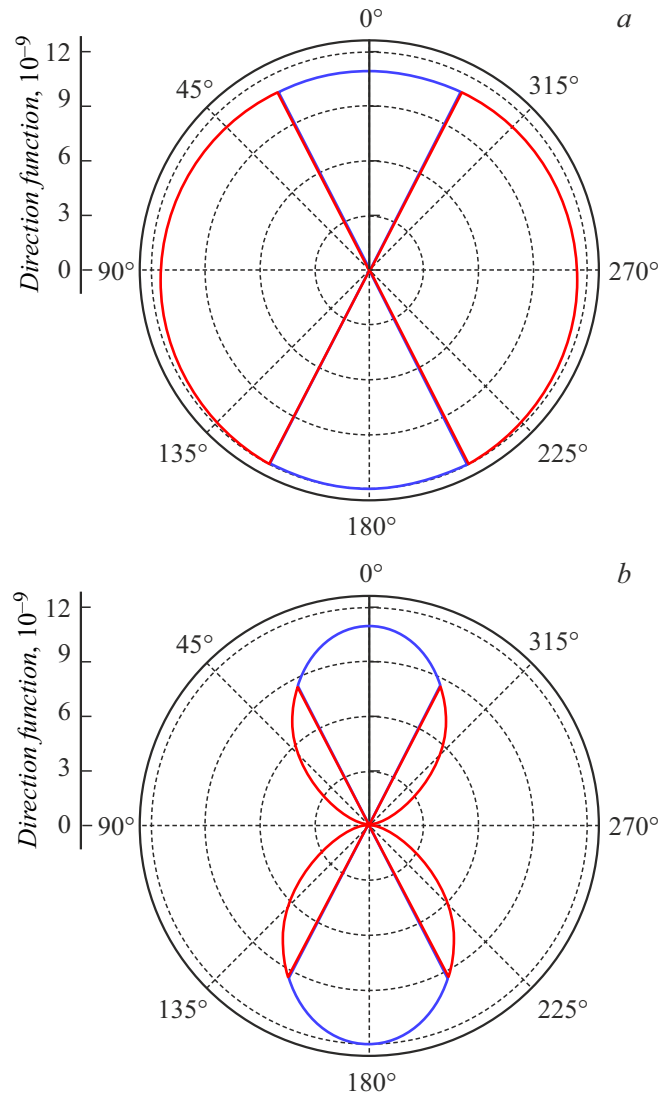


Рис. 3. Функция направленности для ТЕ-моды электромагнитной волны в зависимости от угла θ . *a* — в плоскости, параллельной плоскости поляризации падающего света; *b* — в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации падающего света. Синим цветом обозначена часть рассеянной волны, которая выйдет из волновода, красным цветом обозначена часть рассеянной волны, которая останется в волновод (цветной вариант рисунка приведен в электронной версии статьи).

добна приведенной на рис. 3. Однако его интенсивность на два порядка величины меньше.

Таким образом, ослабление света на ИК-частотах полос поглощения может являться следствием его захвата с последующим удержанием тонкой пленкой аналогично тому, как это происходит в планарном волновод.

Финансирование работы

Один из авторов (М. Singh) благодарит Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) за предоставление исследовательского гранта.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Singh, Rajni, A. Marwaha, Int. J. Eng. Trends Technol., **19** (6), 305 (2015). DOI: 10.14445/22315381/IJETT-V19P254
- [2] С.Г. Ястребов, И.Е. Истомин, М. Singh, Письма в ЖТФ, **47** (2), 18 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.02.50539.18531
- [3] В.И. Иванов-Омский, Т.К. Звонарева, Г.С. Фролова, ФТТ, **41** (2), 319 (1999).
- [4] В.И. Иванов-Омский, С.Г. Ястребов, ФТТ, **41** (10), 1863 (1999).
- [5] V.I. Ivanov-Omskii, Phil. Mag. B, **79** (2), 367 (1999).
- [6] S.G. Yastrebov, R. Smith, V.I. Ivanov-Omskii, Phil. Mag. B, **80** (6), 1219 (2000).
- [7] V.I. Ivanov-Omskii, A.V. Tolmatchev, S.G. Yastrebov, Phil. Mag. B, **73** (4), 715 (1996).
- [8] Т.Н. Василевская, С.Г. Ястребов, Н.С. Андреев, И.А. Дроздова, Т.К. Звонарева, В.Н. Филипович, ФТТ, **41** (11), 2088 (1999).
- [9] S.G. Yastrebov, V.I. Ivanov-Omskii, V.I. Siklitsky, A.A. Sitnikova, J. Non-Cryst. Solids, **227-230** (1), 622 (1998).
- [10] J.R. Hardy, S.D. Smith, Phil. Mag., **6** (69), 1163 (1961).
- [11] Ю.И. Петров, *Физика малых частиц* (Наука, М., 1982).
- [12] *Integrated optics*, ed. by T. Tamir. Topics in Applied Physics (Springer, Berlin–Heidelberg, 1979), vol. 7, p. 333.
- [13] I.H. Malitson, J. Opt. Soc. Am., **55** (10), 1205 (1965).
- [14] К. Борен, Д. Хафмен, *Поглощение и рассеяние света малыми частицами*, пер. с англ. (Мир, М., 1986), с. 107–163.