

06

Феноменологическая модель широкополосного оптического поглотителя

© А.М. Лерер, П.Е. Тимошенко

Южный федеральный университет,
344090 Ростов-на-Дону, Россия
e-mail: lerer@sfedu.ru

Поступило в Редакцию 18 января 2024 г.

В окончательной редакции 18 января 2024 г.

Принято к публикации 18 января 2024 г.

Моделирование процесса поглощения электромагнитных волн в композитном слое нанотрубок выполнено на основе феноменологической модели композитного слоя анизотропного черного тела. Модель анизотропного черного тела позволило добиться малого коэффициента отражения и поглощения более 95% в широком диапазоне длин волн, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Ключевые слова: сверхширокополосные поглотители, углеродные нанотрубки, модель черного тела.

DOI: 10.61011/JTF.2024.03.57378.9-24

Введение

Сверхширокополосные поглощающие покрытия находят применение в широком спектре современных оптических систем [1–4], включая поглотители рассеянного света для улучшения разрешения чувствительных спектроскопов, телескопов, микроскопов, и оптических сенсорных устройств, солнечные элементы [5], задачи противодействия средствам визуально-оптической и оптико-электронной разведки [6] и гравитационные интерферометры [7], такие, как LIGO и Virgo, в которых рассеянный свет может привести значительный шум в сигнал на детекторе.

Особый интерес вызывают исследования, посвященные совершенным оптическим поглотителям на основе метаматериалов [8–10]. Большинство оптических поглотителей зависят от направления излучения электромагнитных волн, что сильно ограничивает их применение в солнечных элементах, плазмонных датчиках и тепловых излучателях, поскольку они могут полностью поглощать свет только в узких диапазонах углов [1,2]. Поэтому особое внимание уделяется нечувствительным к углу поглотителям из-за их способности практически полностью поглощать свет при любом угле падения света [11–14]. В 2019 г. Массачусетский технологический институт представил уникальный материал Vantablack [15,16], поглощающий до 99.965% видимого света и имеющий наноразмерную среднюю шероховатость поверхности ориентированных углеродных нанотрубок (УНТ). В последующие годы наноструктурированные поглощающие материалы на основе леса вертикально ориентированных многослойных углеродных нанотрубок (ВОМУНТ) стали ключевым предметом в области исследований сверхпоглощающих сверхширокополосных материалов.

При исследовании дифракции на тонких экранах или на телах с тонкопленочным покрытием удобно исполь-

зовать метод приближенных граничных условий (ПГУ). Так, например, в [17] получены двухсторонние импедансные ПГУ, в том числе и для „черного“ покрытия, которые использованы для моделирования характеристик рассеяния волн телами с поглощающим покрытием. Для диэлектрических слоев, тонких пленок с кривизной, тонких металлических решеток и др. вводятся двусторонние ПГУ, в которых толщина экрана или покрытия много меньше длины волны.

Для теоретического моделирования процесса поглощения электромагнитных волн в образце использовались две модели.

Первая модель — двумерно-периодическая структура из вертикальных диэлектрических поглощающих цилиндров конечной высоты на диэлектрической подложке. Метод исследования основан на решении объемных интегродифференциальных уравнений для диэлектрических тел [18]. Расчеты показывают, что можно получить почти 100%-ное поглощение в узком диапазоне длин волн. Можно получить в более широком диапазоне маленький коэффициент отражения, но при этом получается большой коэффициент прохождения. Таким образом, эта модель плохо описывает экспериментальные результаты. Это можно объяснить рядом причин: УНТ расположены хаотично, имеют разную длину, не перпендикулярны к подложке и др.

Вторая модель — модификация модели Зоммерфельда черного тела. С точки зрения электродинамики для отсутствия отражения от границы раздела сред необходимо равенство из характеристических сопротивлений. При нормальном падении волны из вакуума (воздуха) у поглотителя должно быть

$$\mu = \varepsilon, \operatorname{Im} \varepsilon \gg \operatorname{Re} \varepsilon. \quad (1)$$

Это хорошо известная модель черного тела, предложенная Зоммерфельдом [19].

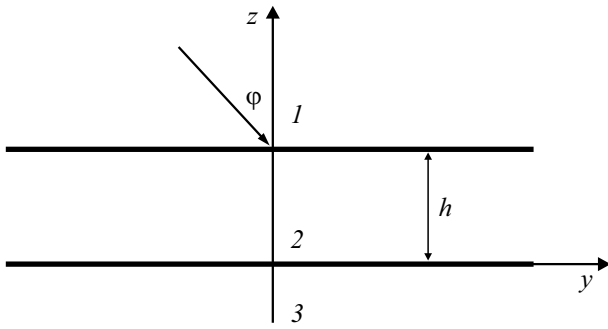


Рис. 1. Двумерная модель гетероструктуры анизотропного диэлектрического слоя на подложке.

Цель настоящей работы состоит в разработке простой математической модели сверхширокополосного анизотропного поглощающего слоя и применении ее для теоретического исследования оптических характеристик поглощающих покрытий, в том числе на основе леса УНТ.

Исследуемая структура изображена на рис. 1. Поглощающий диэлектрический слой УНТ с комплексными магнитной μ и диэлектрической ϵ проницаемостями, в соответствии с предложенной Зоммерфельдом модели черного тела, удовлетворяет условиям $\mu = \epsilon$, $\text{Im } \epsilon \gg \text{Re } \epsilon$. Такая модель хорошо описывает характеристики поглощения при малых углах падения $\varphi < 20^\circ$. Для описания широкополосного поглощения мы предлагаем модель анизотропного черного тела (см. Приложение): поглощающий слой заменяется анизотропным диэлектриком с комплексными $\hat{\mu}$ и $\hat{\epsilon}$, $\hat{\mu} = \hat{\epsilon}$:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

символами „ \parallel “ и „ \perp “ обозначены компоненты тензоров, параллельные и перпендикулярные плоскости подложки.

Анизотропная модель соответствует пространственной анизотропии покрытия из УНТ.

Введение анизотропии (2) почти не сказывается на результатах при малых углах падения φ , однако приводит к большому (на порядок) уменьшению коэффициента отражения при $\varphi > 30^\circ$. Для объяснения этих результатов рассмотрим коэффициент отражения от границы вакуум–полубесконечный анизотропный диэлектрик. Для s -поляризации коэффициент отражения будет иметь следующий вид:

$$R_s = \frac{1 - \eta}{1 + \eta}, \quad \eta = \frac{1}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi}} \sqrt{\frac{\epsilon_{\parallel}}{\mu_{\parallel}} - \frac{1}{\mu_{\perp} \mu_{\parallel}} \sin^2 \varphi}. \quad (3)$$

При малых углах φ , чтобы получить $R_s \approx 0$, достаточно добиться выполнения условия $\eta \approx 1$, если положить

$$\mu_{\parallel} = \epsilon_{\parallel}. \quad (4)$$

Чтобы волна затухала в диэлектрике, μ_{\parallel} и ϵ_{\parallel} должны быть комплексными. Идеальный случай $R_s = 0$ при любых углах φ теоретически возможен при выполнении следующего условия:

$$\mu_{\perp} \mu_{\parallel} = 1. \quad (5)$$

Для комплексных μ условие (5) невыполнимо, но, как показывают расчеты, можно получить малый коэффициент отражения при больших углах падения, если выполняется условие

$$\text{Re } \mu_{\perp} \text{Re } \mu_{\parallel} \approx 1. \quad (6)$$

Чтобы получить выражения для p -поляризации, необходимо выполнить замену μ на ϵ в выражениях (2)–(6).

Таким образом, для описания поглощающего покрытия достаточно ввести один параметр ϵ_{\parallel} . Следует подчеркнуть, что μ_{\parallel} , ϵ_{\parallel} — всего лишь параметры модели, а не значения диэлектрической и магнитной проницаемости УНТ. Поэтому $\mu \neq 1$ не означает, что УНТ обладают магнитными свойствами.

На рис. 2 представлены результаты для слоя, у которого $\epsilon_{\parallel} = 15 - 2.9i$. Остальные параметры определяются формулами (1), (6). Диэлектрическая проницаемость полубесконечной подложки $\epsilon_3 = 9$. Там же приведены расчеты для изотропного слоя $\epsilon_{\parallel} = \mu_{\parallel} = 15 - 2.9i$, $\epsilon_{\perp} = \mu_{\perp} = 1$. При больших углах падения коэффициент отражения на порядок меньше.

Предложенная модель хорошо согласуется с результатами измерений параметров промышленных поглощающих покрытий [20,21] (рис. 3–5). Как видно из рис. 2–4, модель анизотропного черного тела позволяет добиться малого коэффициента отражения и большого поглощения — более 95% в широком диапазоне длин волн — 8:1. Следует отметить, что коэффициент отражения от тонкого слоя определяется произведением $h\epsilon''$ (рис. 5).

Таким образом, представлены результаты моделирования амплитудно-частотных характеристик поглощения электромагнитных волн в композитном слое нанотрубок, выполненный методом композитного слоя анизотропного черного тела. Для модели анизотропного черного тела получены частотные зависимости коэффициента отражения по мощности при различных углах падения s - и p -поляризованного излучения. Установлено, что модель анизотропного черного тела позволяет добиться малого коэффициента отражения и поглощения более 95% в широком диапазоне длин волн, что хорошо согласуется с данными других источников.

Результаты теоретического моделирования оптических характеристик сверхширокополосных поглощающих покрытий на основе леса УНТ могут быть использованы для разработки широкого спектра устройств, содержащих совершенные поглотители, нечувствительные к углу поглощения.

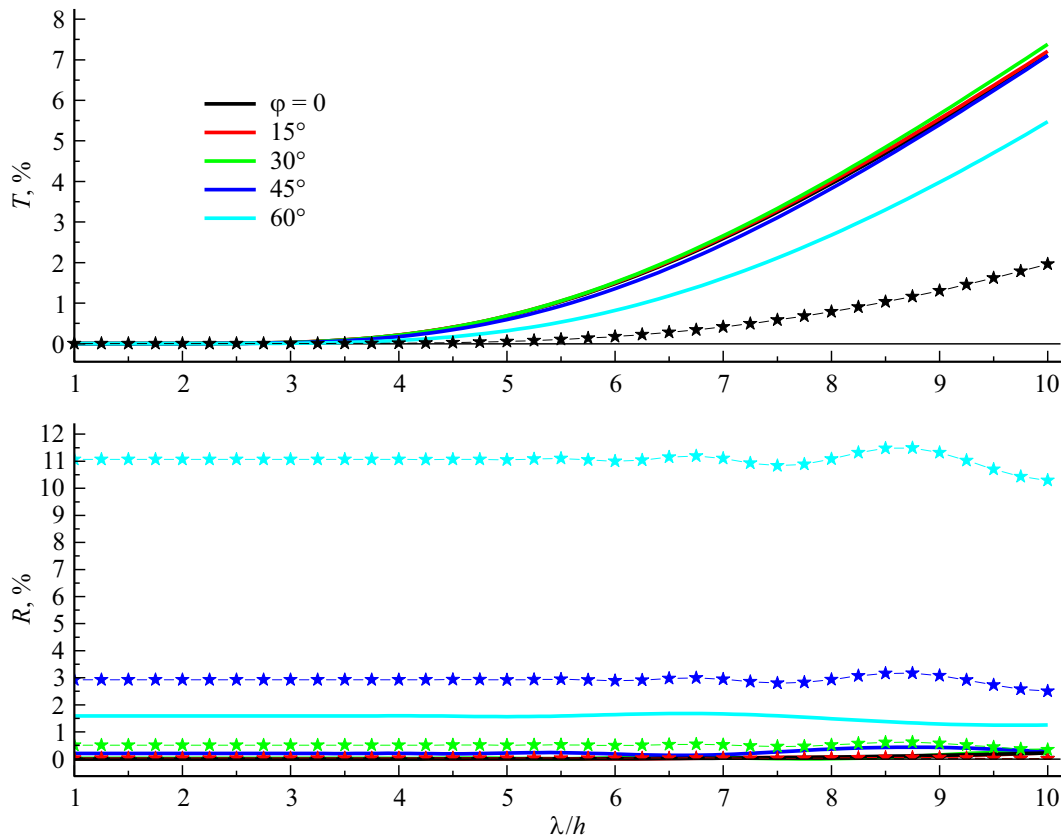


Рис. 2. Коэффициенты прохождения T и отражения R по мощности от изотропного (линии с маркерами) и анизотропного слоев с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{\parallel} = 15 - 2.9i$, лежащих на полубесконечной подложке с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_3 = 9$.

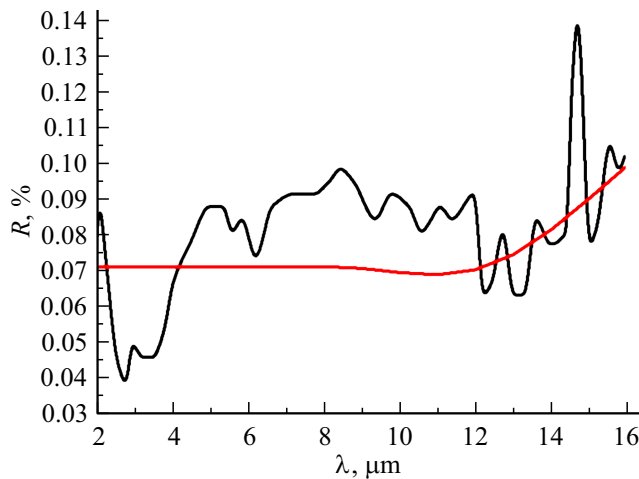


Рис. 3. Частотные характеристики поглощающего покрытия [20]. Черная кривая — эксперимент из статьи [20], красная — расчет при $\epsilon_{\parallel} = 3 - i2.5$, $\mu_{\parallel} = 2.6 - i2.5$, $\epsilon_{\perp} = \mu_{\perp} = 0.33$, $h = 14 \mu\text{m}$.

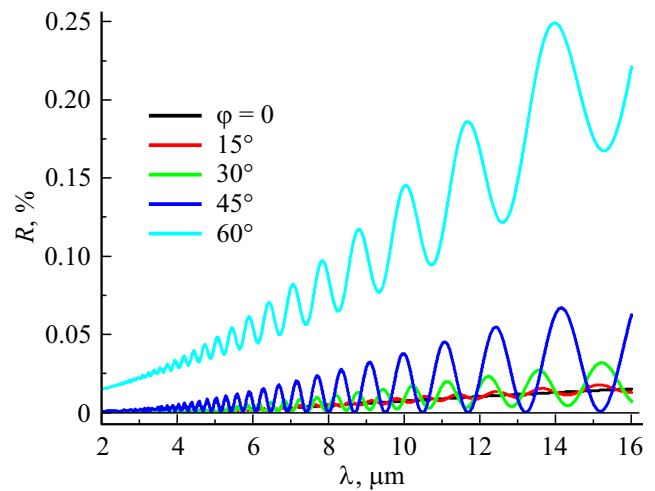


Рис. 4. Другая аппроксимация результатов [20] анизотропным слоем с большой диэлектрической проницаемостью. $h = 2.4 \mu\text{m}$. $\epsilon = 30 - i\epsilon''$. ϵ'' линейно меняется от 0.5 при $\lambda = 2 \mu\text{m}$ до 2 при $\lambda = 25 \mu\text{m}$.

Приложение. Модель анизотропного черного тела

Для решения задачи поглощения электромагнитных волн в композитном слое, как показано на рис. 1,

рассмотрим падающую волну с полубесконечной областью 1 свободного пространства на поглощающий анизотропный слой 2 толщиной h , описываемый тензором комплексной диэлектрической проницаемости (1) и

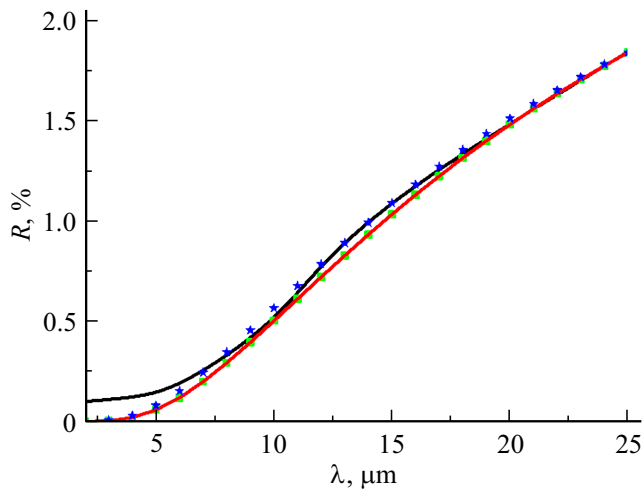


Рис. 5. Частотные характеристики поглощающего покрытия [21]. Черная кривая — эксперимент из статьи [18], красная — ($h = 0.1 \mu\text{m}$, $\varepsilon' = 10$, $\varepsilon'' = 26$) с квадратными символами — (0.2, 5, 13), со звездочками — (0.4, 2.5, 6.5).

лежащий на полубесконечной подложке 3. Слои 1 и 2 изотропных материалов обладают магнитными проницаемостями $\mu_1 = \mu_3 = 1$ и диэлектрическими проницаемостями действительной ε_1 и ε_3 соответственно.

Рассмотрим падение s -поляризованной волны $\mathbf{E}_0(E_0, 0, 0)$ из области 1, где $E_0 = \exp(ik_y x - ik_z y)$, $k_y = k \sin \varphi$, $k_z = k \cos \varphi$, k — волновое число, φ — угол падения волны, отсчитываемый относительно нормали к поверхности слоя 2.

Используя уравнения Максвелла, можно получить волновое уравнение [22] в слое 2

$$\frac{\mu_{\parallel}}{\mu_{\perp}} \frac{\partial^2 E(y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E(y, z)}{\partial z^2} + k^2 \mu_{\parallel} \varepsilon_{\parallel} E(y, z) = 0 \quad (\text{П1})$$

и напряженность магнитного поля

$$H_y = \frac{1}{i\omega\mu_{\parallel}} \frac{\partial E}{\partial z}, \quad H_z = -\frac{1}{i\omega\mu_{\perp}} \frac{\partial E}{\partial y}.$$

Если считать ось z направленной по нормали к поверхности слоя 2 и $E(y, z) = \bar{E}(z) \exp(ik_y y)$, уравнение (П1) примет вид

$$\frac{d^2 \bar{E}(z)}{dz^2} + \gamma_2^2 \bar{E}(z) = 0, \quad (\text{П2})$$

где

$$\gamma_2^2 = k^2 \mu_{\parallel} \varepsilon_{\parallel} - \frac{\mu_{\parallel}}{\mu_{\perp}} k_y^2.$$

Для областей 1 и 3 волновое уравнение будет иметь подобный (П2) вид, если произвести замену γ_2^2 на $\gamma_n^2 = k^2 \varepsilon_n - k_y^2$, $n = 1, 3$.

Решения волновых уравнений (П2) для слоев 1–3 будут иметь вид

$$\bar{E}(z) = \begin{cases} \exp(-i\gamma_1(h-z)) + R \exp(i\gamma_1(h-z)), & z \geq h, \\ \frac{A \sin(\gamma_2 z) + B \sin(\gamma_2(h-z))}{\sin(\gamma_2 h)}, & 0 \leq z \leq h, \\ T \exp(i\gamma_3 z), & z \leq 0, \end{cases}$$

где R — коэффициент отражения, T — коэффициент прохождения и коэффициенты $A = 1 + R$, $B = T$, которые можно определить из условия непрерывности $\bar{E}(z)$ на границах раздела сред.

Из условия непрерывности $H(y, z)$ на границе сред следует:

$$\frac{\gamma_2}{\mu_{\parallel}} \frac{(1+R) \cos(\gamma_2 h) - T}{\sin(\gamma_2 h)} = i\gamma_1(1-R),$$

$$\frac{\gamma_2}{\mu_{\parallel}} \frac{(1+R) - T \cos(\gamma_2 h)}{\sin(\gamma_2 h)} = i\gamma_3 T.$$

Решив эту систему уравнений относительно R и T , получим выражение для вычисления коэффициента отражения по мощности для s -поляризованной волны:

$$R_s = \frac{\left(\frac{\gamma_2^2}{\mu_{\parallel}^2} - \gamma_1 \gamma_3\right) \sin(\gamma_2 h) + i \frac{\gamma_2}{\mu_{\parallel}} (\gamma_1 - \gamma_3) \cos(\gamma_2 h)}{-\left(\frac{\gamma_2^2}{\mu_{\parallel}^2} + \gamma_1 \gamma_3\right) \sin(\gamma_2 h) + i \frac{\gamma_2}{\mu_{\parallel}} (\gamma_1 + \gamma_3) \cos(\gamma_2 h)} \quad (\text{П3})$$

Для p -поляризованной волны во всех формулах, включая (П3), требуется заменить $H \leftrightarrow E$ и $\varepsilon \leftrightarrow -\mu$. Так как для абсолютно черного тела $\varepsilon = \mu$, коэффициенты отражения для обеих поляризаций будут одинаковы.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание в области научной деятельности, № FENW-2022-0001).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N.I. Landy, S. Sajuyigbe, J.J. Mock, D.R. Smith, W.J. Padilla. Phys. Rev. Lett., **100**, 207402 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.207402
- [2] Z. Li, S. Butun, K. Aydin. ACS Photonics, **2**, 183 (2015). DOI: 10.1021/ph500410u
- [3] D. Zhao, L. Meng, H. Gong, X. Chen, Y. Chen, M. Yan, Q. Li, M. Qiu. Appl. Phys. Lett., **104**, 221107 (2014). DOI: 10.1063/1.4881267
- [4] P. Yu, L.V. Besteiro, Y. Huang, J. Wu, L. Fu, H.H. Tan, C. Jagadish, G.P. Wiederrecht, A.O. Govorov, Z. Wang. Adv. Opt. Mater., **7** (3), 1800995 (2019). DOI: 10.1002/adom.201800995

- [5] A. Shevlyagin, V. P'yaschenko, A. Kuchmizhak, E. Mitsai, A. Sergeev, A. Amosov, A. Gerasimenko, A. Gutakovskii. *Appl. Surf. Sci.*, **602** 154321 (2022). DOI: 10.1016/j.apsusc.2022.154321
- [6] Т.В. Борботько, Х.Н. Ван. Доклады БГУИР, **5**, 23 (2005).
- [7] A.F. Brooks, G. Vajente, H. Yamamoto, R. Abbott, C. Adams, R.X. Adhikari, A. Ananyeva, S. Appert, K. Arai, J.S. Areeda, Y. Asali, S.M. Aston, C. Austin, A.M. Baer, M. Ball, S.W. Ballmer, Sh. Banagiri, D. Barker, L. Barsotti, J. Bartlett, B.K. Berger, J. Betzwieser, D. Bhattacharjee, G. Billingsley, S. Biscans, C.D. Blair, R.M. Blair, N. Bode, Ph. Booker, R. Bork, A. Bramley, D.D. Brown, A. Buikema, C. Cahillane, K.C. Cannon, H.T. Cao, X. Chen, A.A. Ciobanu, F. Clara, C. Compton, S.J. Cooper, K.R. Corley, S.T. Countryman, P.B. Covas, D.C. Coyne, L.E. Datrier, D. Davis, Ch.D. Difronzo, K.L. Dooley, J.C. Driggers, P. Dupej, Sh.E. Dwyer, A. Effler, T. Etzel, M. Evans, T.M. Evans, J. Feicht, A. Fernandez-Galiana, P. Fritschel, V.V. Frolov, P. Fulda, M. Fyffe, J.A. Giaime, D.D. Giardina, P. Godwin, E. Goetz, S. Gras, C. Gray, R. Gray, A.C. Green, A. Gupta, E.K. Gustafson, D. Gustafson, E. Hall, J. Hanks, J. Hanson, T. Hardwick, R.K. Hasskew, M.C. Heintze, A.F. Helmling-Cornell, N.A. Holland, J.D. Jones, Sh. Kandhasamy, S. Karki, M. Kasprzack, K. Kawabe, N. Kijbunchoo, P.J. King, J.S. Kissel, R. Kumar, M. Landry, B.B. Lane, B. Lantz, M. Laxen, Ya.K. Lecoeuche, J. Leviton, L. Jian, M. Lormand, A.P. Lundgren, R. Macas, M. Macinnis, D.M. Macleod, G.L. Mansell, S. Marka, Z. Marka, D.V. Martynov, K. Mason, T.J. Massinger, F. Matichard, N. Mavalvala, R. McCarthy, D.E. McClelland, S. McCormick, L. McCuller, J. McIver, T. McRae, G. Mendell, K. Merfeld, E.L. Merilh, F. Meylahn, T. Mistry, R. Mittleman, G. Moreno, C.M. Mow-Lowry, S. Mozzon, A. Mullavey, T.J. Nelson, P. Nguyen, L.K. Nuttall, J. Oberling, R.J. Oram, C. Osthelder, D.J. Ottaway, H. Overmier, J.R. Palamos, W. Parker, E. Payne, A. Pele, R. Penhorwood, C.J. Perez, M. Pirello, H. Radkins, K.E. Ramirez, J.W. Richardson, K. Riles, N.A. Robertson, J.G. Rollins, Ch.L. Romel, J.H. Romie, M.P. Ross, K. Ryan, T. Sadecki, E.J. Sanchez, L.E. Sanchez, S.R. Tiruppatturajamanikkam, R.L. Savage, D. Schaetzl, R. Schnabel, R.M. Schofield, E. Schwartz, D. Sellers, Th. Shaffer, D. Sigg, B.J. Slagmolen, J.R. Smith, S. Soni, B. Sorazu, A.P. Spencer, K.A. Strain, L. Sun, M.J. Szczepanczyk, M. Thomas, P. Thomas, K.A. Thorne, K. Toland, C.I. Torrie, G. Traylor, M. Tse, A.L. Urban, G. Valdes, D.C. Vander-Hyde, P.J. Veitch, K. Venkateswara, G. Venugopalan, A.D. Viets, Th. Vo, Ch. Vorvick, M. Wade, R.L. Ward, J. Warner, B. Weaver, R. Weiss, Ch. Whittle, B. Willke, Ch.C. Wipf, L. Xiao, H. Yu, H. Yu, L. Zhang, M.E. Zucker, J. Zweizig. *Appl. Opt.*, **60**, 4047 (2021). DOI: 10.1364/AO.419689
- [8] Y. Fan, F. Zhang, Q. Zhao, Z. Wei, H. Li. *Opt. Lett.*, **39**, 6269 (2014). DOI: 10.1364/OL.39.006269
- [9] Y. Fan, N. Shen, F. Zhang, Q. Zhao, H. Wu, Q. Fu, Z. Wei, H. Li, C.M. Soukoulis. *Adv. Opt. Mater.*, **7**, 1800537 (2019). DOI: 10.1002/adom.201800537
- [10] H. Li, M. Qin, L. Wang, X. Zhai, R. Ren, J. Hu. *Opt. Express*, **25**, 31612 (2017). DOI: 10.1364/OE.25.031612
- [11] G. Lu, F. Wu, M. Zheng, C. Chen, X. Zhou, C. Diao, F. Liu, G. Du, C. Xue, H. Jiang, H. Chen. *Opt. Express*, **27**, 5326 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.005326
- [12] F. Ding, J. Yi, B. Li, H. Cheng, L. Mo, S. He. *Laser Photonics Rev.*, **8**, 946 (2014). DOI: 10.1002/lpor.201400157
- [13] A.S. Hall, M. Faryad, G.D. Barber, L. Liu, S. Erten, T.S. Mayer, A. Lakhtakia, T.E. Mallouk. *ACS Nano*, **7** (6), 4995 (2013). DOI: 10.1021/nn4003488
- [14] P. Yu, L.V. Besteiro, J. Wu, Y. Huang, Y. Wang, A.O. Govorov, Z. Wang. *Opt. Express*, **26** (16), 20471 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.020471
- [15] V. Ghai, H. Singh, P.K. Agnihotri. *ACS Appl. Nano Mater.*, **2**, 7951 (2019). DOI: 10.1021/acsanm.9b01950
- [16] J. Lehman, C. Yung, N. Tomlin, D. Conklin, M. Stephens. *Appl. Phys. Rev.*, **5**, 011103 (2018). DOI: 10.1063/1.5009190
- [17] А.М. Лерер, В.В. Махно, В.И. Кравченко. *ЖТФ*, **93** (4), 438 (2023). DOI: 10.21883/00000000000
- [18] А.М. Лерер. *Радиотехника и электроника*, **57** (11) 1160 (2012). [A.M. Lerer. *J. Commun. Technol. Electron.*, **57** (11), 1151 (2012). DOI: 10.1134/S106422691210004X]
- [19] Л.Н. Захарьев, А.А. Лиманский. *Рассеяние волн черными телами* (Сов. радио, М., 1972)
- [20] B.D. Wood. *J. Appl. Phys.*, **118**, 013106 (2015). DOI: 10.1063/1.4923390
- [21] *Vantablack® S-VIS/S-IR. Оптические свойства и данные космических квалификационных испытаний* (Surrey NanoSystems 2023)
- [22] Ф.И. Федоров. *Оптика анизотропных сред* (Едиториал УРСС, М., 2004), с. 379.