Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 1, с. 19 – 24 © 2019 г. 10 января

Акустооптические свойства гетерогенных сред с неоднородным распределением наночастиц

Н. И. Петров[1], *В. И. Пустовойт*

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, 117342 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 сентября 2018 г.
После переработки 28 сентября 2018 г.
Принята к публикации 15 ноября 2018 г.

Продемонстрирована возможность эффективного использования метаматериалов в акустооптике. Исследованы дифракционные кривые отражения и пропускания метасред с неоднородным пространственным распределением наночастиц с учетом поглощения света. Показано влияние размерных (геометрических) эффектов наночастиц на дифракционные кривые отражения и пропускания. В частности, с помощью изменения концентрации диэлектрических наночастиц в среде достигается полное устранение побочных осцилляций и подавление "хвостов" кривой дифракционного отражения. Показана возможность управления аппаратной функцией акустооптических устройств с помощью изменения материала, концентрации, размера, формы и пространственной ориентации включений, а также поляризации падающего излучения.

DOI: 10.1134/S0370274X19010041

Существует ограниченный список кристаллических материалов, которые можно использовать при создании элементов и приборов акустооптики. Сегодня в основном используются такие кристаллы, как парателлурит, кварц, молибдат свинца, ниобат лития и некоторые другие, список которых весьма ограничен. Нехватка необходимых кристаллических материалов особенно ощущается для инфракрасной (ИК) области спектра. В этой связи представляют большой интерес идеи, на основе которых возможно было бы преодолеть эту трудность и существенно расширить список используемых материалов, путем использования различных гетерогенных сред. В последнее время уделяется большое внимание технологии синтеза наночастиц и исследованию оптических, акустических и электронных свойств метаматериалов на их основе [1–5].

В настоящей работе исследуется возможность использования метасред для целей акустооптики. Проведен теоретический анализ дифракции света в гетерогенной среде с различными диэлектрическими включениями. Показана возможность управления функцией отражения и пропускания с помощью изменения концентрации диэлектрических включений в среде, их размера, формы, пространственной ориентации и поляризации падающего излучения.

[1]e-mail: petrovni@mail.ru

Необходимым условием использования метаматериалов для акустооптики является то, что под действием распространяющейся в такой среде звуковой волны, должно происходить изменение диэлектрической проницаемости (ДП) среды [6]. Исходно однородная среда, обладающая малым акустооптичеким качеством, после введения металлических или диэлектрических наночастиц, становится материалом с высоким значением фотоупругой постоянной. Механизм такого изменения ДП под действием звуковой волны состоит в следующем. Если в среде распространяется продольная звуковая волна, в которой образуются области сжатия и разрежения среды, то, очевидно, что из-за локального изменения концентрации наночастиц будет происходить изменение ДП и показателя преломления среды.

В качестве гетерогенной среды рассмотрим среду, образованную оптически прозрачным материалом с ДП ε_m, в которую внедрены диэлектрические включения в виде эллипсоидов вращения, комплексная ДП которых равна

$$\varepsilon_p(\lambda) = \varepsilon_p'(\lambda) + i\varepsilon_p''(\lambda).$$

Здесь λ – длина волны света, зависимость от которой описывает дисперсию. Считается, что размер эллипсоидов вращения существенно меньше длины волны света и все они расположены хаотически, но их главные оси вращения направлены в одном и том же направлении.

В рамках модели Максвелла–Гарнетта такая среда описывается усредненной ДП среды ε, которая удовлетворяет соотношению [3, 7]

$$\frac{\varepsilon-\varepsilon_m}{\gamma(\varepsilon-\varepsilon_m)+\varepsilon_m}-\eta\frac{\varepsilon_p-\varepsilon_m}{\varepsilon_m+\gamma(\varepsilon_p-\varepsilon_m)}=0, \qquad (1)$$

где $\eta(x,t)$ – объемная доля включений – наноэллипсоидов вращения

$$\eta(x,t)=\frac{4}{3}\pi a^2 bN(x,t).$$

Здесь b – полярная ось сфероида, a – малая экваториальная полуось эллипсоида вращения (сфероида), $N(x,t)$ – локальное число сфероидов в единице объема среды, γ – фактор деполяризации, который может быть выражен через отношение полуосей $\xi=a/b$ для различных направлений внешнего поля

$$\gamma_{\|}=\frac{1}{1-\xi^2}\left(1-\xi\frac{\arcsin\sqrt{1-\xi^2}}{\sqrt{1-\xi^2}}\right), \qquad \gamma_{\perp}=\frac{1}{2}(1-\gamma_{\|}), \qquad (2)$$

– для поля направленного вдоль и перпендикулярно оси вращения сфероида.

Случай $\xi<1$ соответствует вытянутому эллипсоиду вращения, $\xi>1$ – сплющенному, случай $\xi=1$ соответствует шару (в этом случае $\gamma_{\|}=\gamma_{\perp}=1/3$).

Отметим, что модель изотропной эффективной среды Максвелла–Гарнетта хорошо согласуется с экспериментальными данными при условии, что размеры частиц меньше длины волны излучения, а расстояния между частицами больше, чем их радиусы. Преимуществом такой модели является то, что для анализа распространения излучения в гетерогенной среде нет необходимости решать уравнения Максвелла в каждой точке пространства и учета рассеяния на составляющих гетерогенную среду частицах и интерференции рассеянных волн [3, 5].

Решая уравнение (1) относительно ε, найдем явный вид ДП метасреды

$$\varepsilon_{\|/\perp}=\varepsilon_m+\frac{\varepsilon_m(\varepsilon_p-\varepsilon_m)\eta}{\varepsilon_m+\gamma_{\|/\perp}(\varepsilon_p-\varepsilon_m)(1-\eta)} \qquad (3)$$

для электрического поля вдоль и поперек полярной оси эллипсоида вращения соответственно.

Для сферических частиц получаем [7]

$$\varepsilon_{\text{eff}}=\varepsilon_m+\frac{3\eta(\varepsilon_p-\varepsilon_m)\varepsilon_m}{3\varepsilon_m+(1-\eta)(\varepsilon_p-\varepsilon_m)}.$$

Эта формула при малых значениях η совпадает с выражением для диэлектрической проницаемости смеси, приведенной в [8].

Выражение (3) позволяет найти изменение ДП среды под действием звуковой волны. Физические механизмы изменения ДП для случаев продольной и поперечной звуковой волны описаны в [6].

Будем считать, что продольная звуковая волна распространяется вдоль какой-либо осей симметрии, например, оси x

$$\bar{x}(x,t)=\frac{1}{2}\bar{u}_0e^{i\Omega t-iqx}+k.c. \qquad (4)$$

где $\bar{u}(t)$ – амплитуда смещения среды в звуковой волне, Ω – частота, q – волновой вектор звуковой волны.

Амплитуда поля напряжений, обусловленных этой звуковой волной, непосредственно связана с интенсивностью звуковой волны (плотностью акустической мощности). В продольной звуковой волне направления вектора смещения $\bar{u}(x,t)$ и волнового вектора q совпадают. Акустические свойства среды считаются изотропными. В продольной звуковой волне происходит сжатие (растяжение) среды, и поэтому локальная концентрация наночастиц изменяется по закону

$$\eta(x,y)=\eta_0+\eta_-(x,t)=\frac{4\pi}{3}a^2b(N_0+N_-(x,t)). \qquad (5)$$

Здесь $N_-(x,t)$ – изменение концентрации под действием звуковой волны, N_0 и η_0 – средние по объему значения. Изменение концентрации $N_-(x,t)$ нетрудно найти, если воспользоваться уравнением непрерывности для матричной среды. Из уравнения непрерывности следует выражение для относительного изменения локального значения концентрации наночастиц [6]:

$$\eta_-(x,y)=\frac{2\pi}{3}a^2bN_0\frac{u_0\Omega}{v_s}e^{i\Omega t-iqx}+k.c., \qquad (6)$$

где $v_s=\Omega/q$ – фазовая скорость звуковой волны в метасреде.

Соответствующие добавки к компонентам тензора ДП метасреды, обусловленные продольной звуковой волной следующие:

$$\Delta\varepsilon_{\text{eff}}=\Delta\varepsilon_m+\frac{\varepsilon_m(\varepsilon_p-\varepsilon_m)[\varepsilon_m+(\varepsilon_p-\varepsilon_m)\gamma_{\|/\perp}]}{[\varepsilon_m+(1-\eta_0)(\varepsilon_p-\varepsilon_m)\gamma_{\|/\perp}]^2}\eta_-(x,t). \qquad (7)$$

Видно, что изменение диэлектрической проницаемости зависит не только от интенсивности звуковой волны, но и от концентрации наночастиц и их геометрической формы.

Изменение диэлектрической проницаемости метасреды в направлении распространения волны x описывается выражением

$$\varepsilon(x)=\varepsilon_0+\Delta\varepsilon_{\text{eff}}(x)\cos(\Omega t-qx), \qquad (8)$$

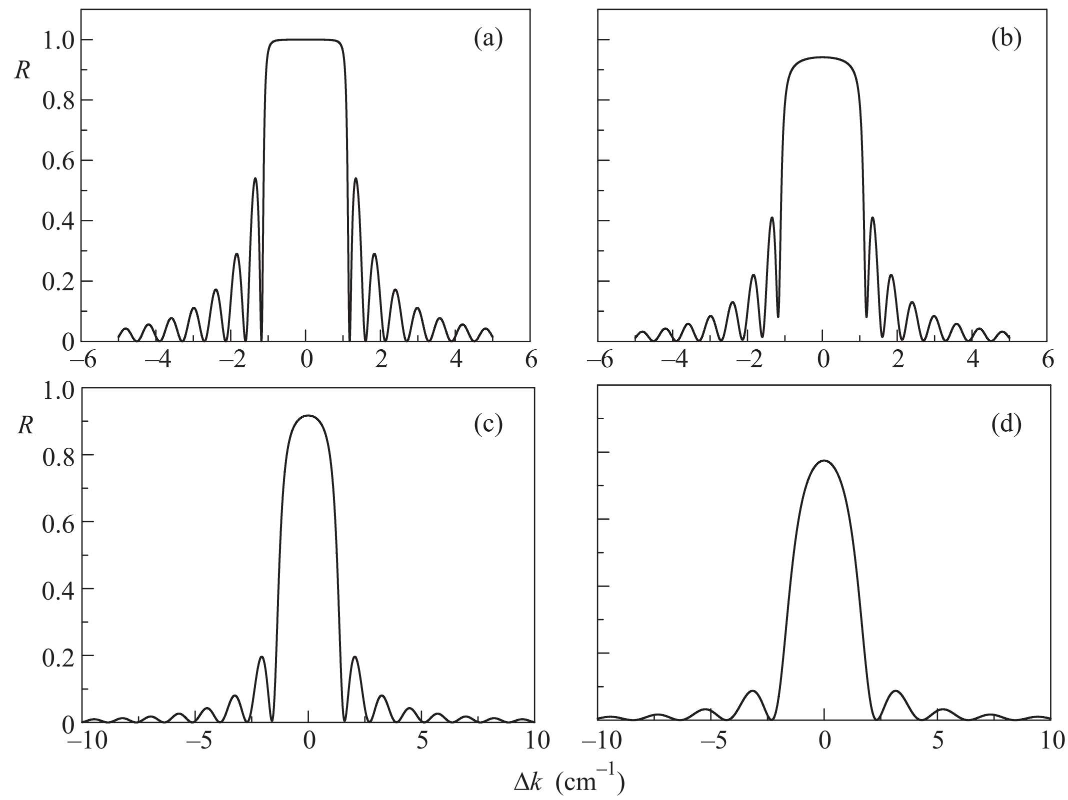

Рис. 1. Коэффициенты отражения при отсутствии наночастиц в среде в зависимости от волновой расстройки: $\lambda = 0.63$ мкм; $\Delta\varepsilon_0 = 0.5 \cdot 10^{-5}$; (a) – $L = 10$ см; $\alpha = 0$; (b) – $L = 10$ см; $\alpha = 3 \cdot 10^{-6}$ см$^{-1}$; (c) – $L = 5$ см; $\alpha = 3 \cdot 10^{-6}$ см$^{-1}$; (d) – $L = 3$ см; $\alpha = 3 \cdot 10^{-6}$ см$^{-1}$

где ε_0 – постоянная составляющая диэлектрической проницаемости, Ω и q – частота и волновой вектор звуковой волны, соответственно, $\Delta\varepsilon_{\text{eff}}(x)$ – амплитуда изменения диэлектрической проницаемости, причем $\Delta\varepsilon_{\text{eff}} \ll \varepsilon_0$.

Дифракция света на периодической структуре (8) описывается с помощью укороченных уравнений, полученных из уравнений Максвелла [9, 10]:

$$\frac{dE_1}{dx} = -ik_0\Delta\varepsilon(x)e^{i\Delta kx}E_2,$$
$$\frac{dE_2}{dx} = ik_0\Delta\varepsilon(x)e^{-i\Delta kx}E_1, \tag{9}$$

где E_1 – амплитуда падающей волны, E_2 – амплитуда дифрагированной волны, $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число излучения, $\Delta k = 2k_0 - q$ – волновая расстройка, задающая отклонение от условия синхронизма Брэгга.

Решения уравнений (9) будем искать при следующих граничных условиях: $E_2(L) = 0$, где L – длина кристалла.

Амплитуда дифрагированной волны и коэффициент отражения в случае среды с постоянным значением $\Delta\varepsilon_{\text{eff}}$ по длине кристалла определяются аналитически [11, 12]. На рисунке 1a представлена зависимость коэффициента отражения от величины расстройки Δk без учета поглощения в однородной среде. Коэффициенты отражения в случае среды из материала SiO_2 с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon'_m = 2.123$, $\varepsilon''_m = 8.74 \cdot 10^{-11}$ и показателем поглощения $\alpha = 3 \cdot 10^{-6}$ см$^{-1}$ [13] при длине волны света $\lambda = 0.63$ мкм представлены на рис. 1b–d. Из рисунков видно, что поглощение приводит к уменьшению амплитуды и сужению центральной части кривой отражения.

Существенным требованием к любому широкополосному фильтру является то, что они должны иметь слабые побочные осцилляции. Как видно из рис. 1, имеются сильные побочные осцилляции в спектрах отражения. Ниже мы покажем, что эти колебания могут быть подавлены при помощи амплитудной модуляции (аподизации) объемной решетки. При произвольной зависимости $\Delta\varepsilon(x)$ система уравнений (9) не имеет аналитического решения и для расчета коэффициентов отражения и пропускания необходимо использовать численные методы. Для решения уравнений используется метод рекуррентных соотношений, широко используемый в фи-

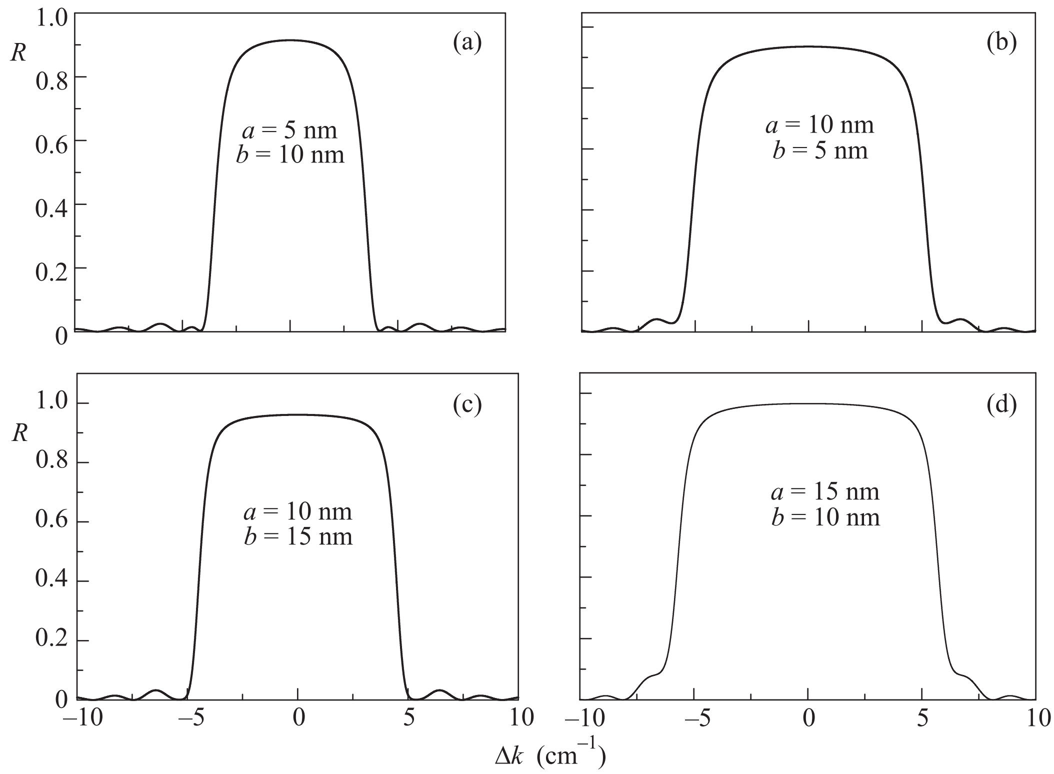

Рис. 2. Коэффициенты отражения от метасреды с вытянутыми (a), (c) и сплющенными (b), (d) эллипсоидами при различных значениях их концентрации в среде. $L = 3$ см, $\lambda = 0.63$ мкм. $\varepsilon'_m = 2.123$, $\varepsilon''_m = 8.74 \cdot 10^{-11}$; (a), (b) – $\eta_0 = 10^{-3}$; (c), (d) – $\eta_0 = 2.5 \cdot 10^{-4}$

зике дифракции рентгеновских лучей. Согласно этому методу, кристалл разбивается на N слоев, и амплитуда отражения от первых k слоев связывается с амплитудой отражения от предыдущих $k-1$ слоев [11]. Метод рекуррентных соотношений, используемый для численных расчетов, оказывается эффективным для исследования структур с произвольным пространственным изменением показателя преломления. В случае периодических структур, когда известны аналитические решения волнового уравнения (в частности, для постоянной функции $\Delta\varepsilon$ и экспоненциальной функции аподизации), численные результаты совпадают с точными аналитическими решениями.

Широкое применение дифракционных фильтров обусловлено их высоким коэффициентом отражения (порядка единицы) в узкой спектральной области. Недостатком таких фильтров является наличие осцилляций на хвостах кривой отражения. Задачи распространения и дифракции волн на неаподизованных периодических структурах подробно исследованы и хорошо известны (см., например, [9]). В [12] рассмотрена задача о дифракции волн на аподизованной периодической структуре, у которой величина изменения диэлектрической проницаемости среды зависит от координат по экспоненциальному закону. Аподизация с помощью экспоненциальной функции позволяет устранить побочные осцилляции в кривых отражения. Однако при этом остаются хвосты дифракционной кривой, в которых содержится значительная доля энергии падающего излучения. В [14, 15] было показано, что за счет плавного изменения величины $\Delta\varepsilon(x)$ в зависимости от x можно не только полностью устранить осцилляции, но и в значительной степени подавить хвосты кривой дифракционного отражения, сохраняя при этом высокий коэффициент отражения в центральной части. Однако при этом предполагалось, что среда полностью прозрачна и поэтому поглощение света в среде не учитывалось. В [16–18] дифракционные кривые отражения и пропускания были исследованы с учетом поглощения света в среде. Было показано, что спектральное разрешение $\Delta\lambda \sim 10^{-2}$ пм, которое на три порядка превышает разрешение существующих акустооптических фильтров, может быть достигнуто при использовании известных технологий получения высокочистых материалов. Однако пространственную модуляцию ДП среды с помощью измене-

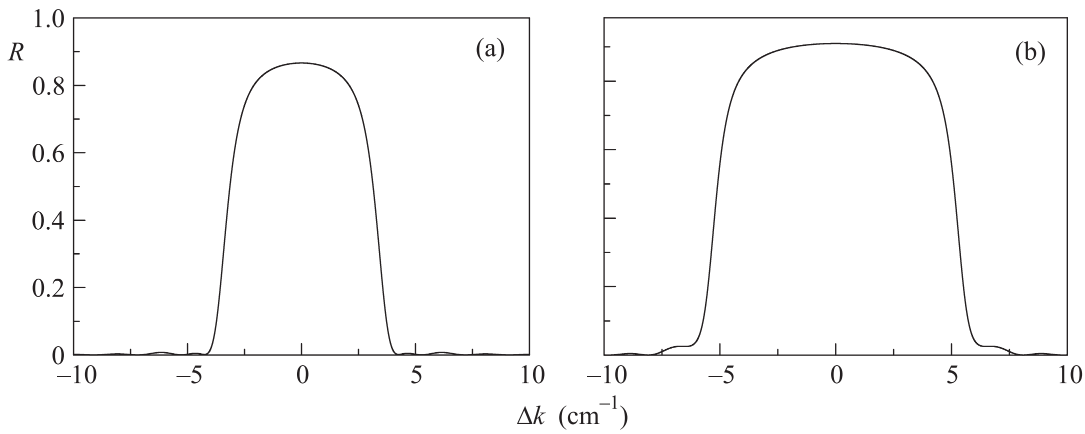

Рис. 3. Коэффициенты отражения от метасреды с вытянутыми (a) и сплющенными (b) эллипсоидами в ИК области спектра. $L = 3$ см, $\lambda = 1.53$ мкм, $\eta_0 = 3 \cdot 10^{-3}$. Полуоси эллипсоидов: $a = 5$ нм, $b = 10$ нм (a), $a = 10$ нм, $b = 5$ нм (b)

ния интенсивности звука по длине кристалла технически трудно реализовать. Здесь же мы рассматриваем изменение диэлектрической проницаемости среды с помощью внедерения диэлектрических наночастиц с известными параметрами, что позволит наблюдать рассматриваемые эффекты экспериментально. Поэтому использование гетерогенных сред в акустооптике представляется важным как с теоретической, так и с практичекой точки зрения.

На рисунке 2 представлены кривые отражения от метасреды с вытянутыми (a), (c) и сплющенными (b), (d) нано-эллипсоидами из материала LasF9 ($\varepsilon'_p = 3.405$, $\varepsilon''_p = 1.531 \cdot 10^{-7}$, [13]) при различных значениях их концентрации в среде. Изменение диэлектрической проницаемости среды вследствие изменения концентрации диэлектрических включений описывается функцией $\Delta\varepsilon(x) = \Delta\varepsilon_0 \sin(\pi x/L)$. Видно, что с помощью внедрения диэлектрических включений возможно практически полное устранение хвостов дифракционной кривой отражения. Как следует из расчетов, высокий коэффициент отражения, близкий к единице, может быть достигнут в широкой полосе длин волн. Это позволит получить фильтры с почти П-образной характеристикой. При этом управление полосой частот возможно с помощью изменения формы, пространственной ориентации и концентрации наночастиц.

На рисунке 3 представлены коэффициенты отражения от метасреды в зависимости от величины отклонения от условия Брэгга в инфракрасной области спектра. В качестве матричной среды рассматривается кварц с показателем поглощения $\alpha = 3.46 \times 10^{-7}$ см$^{-1}$ ($\varepsilon'_m = 2.095$; $\varepsilon''_m = 2.49 \cdot 10^{-11}$ [13]) нано-эллипсоиды сделаны из материала LasF9 с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon'_p = 3.2893$, $\varepsilon''_p = 2.4891 \cdot 10^{-7}$ и показателем поглощения $\alpha = 5.638 \times 10^{-3}$ см$^{-1}$ при длине волны света $\lambda = 1.53$ мкм.

Коэффициенты отражения от метасреды зависят от поляризации падающего излучения. Ширина частотной области с высоким коэффициентом отражения больше для случая поля, направленного вдоль оси вращения сфероида. Ширина полосы отражения растет с увеличением как размеров, так и концентрации внедренных частиц.

Таким образом, показано, что возможно расширение спектральной полосы отражения падающего излучения с помощью изменения как параметров частиц, их концентрации, так и изменения поляризации падающего излучения.

Неоднородное распределение наночастиц в матричной среде позволяет осуществить особые условия для коллинеарной дифракции света на звуке и, как следствие, создать акустооптические устройства и приборы с уникальными свойствами, такие как перестраиваемые фильтры оптического излучения без побочных максимумов пропускания, осуществить управление передаточной функцией акустооптических устройств.

Введение в матричную среду наночастиц, диэлектрическая проницаемость которых отличается от ДП матричной среды, приводит к появлению у метасреды фотоупругих постоянных для продольных звуковых волн. Механизм возникновения фотоупругих постоянных заключается в локальном изменении концентрации наночастиц. Широкие возможности по созданию качественно новых акустооптических (АО) приборов открываются при использовании включений наночастиц (метаматериалов) со сложной формой и с особыми магнитными, диэлектрическими и проводящими свойствами. Акустооптика на основе гетерогенных сред открывает широкие возможности для создания устройств инфракрасной и терагерцовой техники, недоступные обычным кристаллам. Полученные результаты представляют практический интерес и могут быть использованы при создании акустооптических устройств и приборов с уникальными свойствами, таких как перестраиваемые фильтры оптического излучения без побочных максимумов отражения и пропускания, модуляторы и АО спектрометры, а также в измерениях гравитационных волн.

1. А. Н. Ораевский, И. Е. Проценко, Письма в ЖЭТФ **72**, 641 (2000).
2. А. Н. Ораевский, Письма в ЖЭТФ **78**, 8 (2003).
3. Л. А. Головань, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров, УФН **177**, 619 (2007).
4. С. Г. Моисеев, В. А. Остаточников, Д. И. Семенцов, Письма в ЖЭТФ **100**, 413 (2014).
5. W. Cai and V. Shalaev, *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*, Springer, Berlin (2010).
6. В. И. Пустовойт, Квантовая электроника **46**, 155 (2016).
7. J. E. Spanier and I. P. Herman, Phys. Rev. B **61**, 10437 (2000).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, М. (1982).
9. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, М. (1987).
10. В. И. Пустовойт, Докл. РАН **365**, 39 (1999).
11. А. М. Афанасьев, В. И. Пустовойт, Докл. РАН **392**, 332 (2003).
12. В. Ф. Кравченко, В. И. Пустовойт, Докл. РАН **391**, 749 (2003).
13. https://www.refractiveindex.info.
14. А. М. Афанасьев, М. А. Чуев, П. Г. Медведев, В. И. Пустовойт, Микросистемная техника **4**, 123 (2004).
15. А. М. Афанасьев, Ю. В. Гуляев, В. И. Пустовойт, Радиотехника и электроника **49**(12), 1526 (2004).
16. N. I. Petrov and V. I. Pustovoit, Laser Phys. Lett. **14**, 115702 (2017).
17. N. I. Petrov and V. I. Pustovoit, *Acousto-optic filter with metamaterial inclusions. Frontiers in Optics/Laser Science Conference* (FiO/LS), Washington, USA, 2017, Paper FTh3B.7.
18. N. I. Petrov and V. I. Pustovoit, *Ultra-Narrow Bandwidth Acousto-Optic Filter. Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference* (NANOP), Rome, Italy (2018), p. 32.