

УСИЛЕННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ПРОПУСКАНИЕ В НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНКАХ С КВАЗИНУЛЕВЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

© 2016 г. К.К. АЛТУНИН

ФГБОУ ВО "Ульяновский государственный педагогический
университет имени И.Н. Ульянова"
e-mail: kostya_altunin@mail.ru

В связи с развитием технологии получения новых наноматериалов становится актуальной задача изучения оптических свойств новых наноматериалов, а также создания адекватной теоретической модели для описания оптических процессов в покрытиях из новых наноструктурных материалов. Взаимодействие атомов в наноструктурах приводит к увеличению интенсивности оптического излучения наносистем, рассматриваемых в электрическом дипольном приближении.

Область исследования метаматериалов продолжает интенсивно развиваться, в частности, в связи с интересом к потенциальным применениям в маскировке и обеспечении оптической невидимости тел [1, 2], поиску совершенной линзы [3], приборов с замедлением света [4], метаматериалам с отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями [5], метаматериалам с отрицательным показателем преломления [6], ϵ -нулевым средам [7, 8]. Наноструктуры из метаматериалов с нулевым показателем преломления были исследованы экспериментально и теоретически в [9-12]. Отличительной особенностью работ [1-12], и аналогичных исследований является то, что квази нулевые значения показателя преломления наноструктур достигаются только в узком диапазоне длин волн. Значительный интерес с точки зрения вышеперечисленных областей применения, а также в других областях применения, является поиск метаматериалов с квази нулевым показателем преломления в широком оптическом диапазоне длин волн.

В настоящее время ведётся поиск новых оптических материалов с необычными оптическими свойствами. В [13] исследованы метаматериалы, состоящие из резонансных немагнитных включений в плёнке. Показано, что для системы резонансных немагнитных включений в плёнке действительная часть диэлектрической проницаемости принимает положительные квази нулевые значения. В [13] показано, что включения могут быть размещены в матрице плёнки таким образом, что как эффективная диэлектрическая проницаемость, так и магнитная проницаемость нанокompозитной структуры одновременно принимают квази нулевые значения. В [13] также проанализированы в деталях две различные конфигурации метаматериала. В [14] теоретически показано, что электромагнитные волны могут быть "сжаты" и туннелируют через очень узкие каналы, заполненные материалами с близкими к нулю значениями диэлектрической проницаемости. В [14] обсуждалась возможность реализации анизотропного метаматериала с близкими к нулю значениями диэлектрической проницаемости с параметрами, полученными на основе численных исследований. В [15] представлены результаты экспериментальных исследований тонких плёнок с показателем преломления 1.08 и толщиной 1346 нм на поверхности кремния.

В [16] сообщалось о достижении квази нулевых значений показателя преломления в композитных (PMMA+Ag) материалах с наночастицами серебра. Для моделирования показателя преломления использовалась эмпирическая формула смешения [16]. Как показано в [16], для достижения квази нулевого показателя преломления композит-

ного материала необходимо, чтобы система наночастиц серебра обладала большим отрицательным показателем преломления.

В [17] представлены экспериментальные спектры отражения стекла, покрытого пленкой PMMA+Ag толщиной 80 мкм. В этих спектрах присутствуют интерференционные минимумы, по расположению которых можно вычислить показатель преломления (PMMA+Ag) композитного материала. В [17] показано, что (PMMA+Ag) композитные материалы обладают высокой прозрачностью в диапазоне длин волн от 450 нм до 1100 нм. При этом сравнение экспериментальных спектров пропускания акрилового сополимера и композитного материала на основе акрилового сополимера с наночастицами серебра показывает, что добавление наночастиц серебра увеличивает прозрачность акрилового сополимера. В нанокompозитных слоях с наночастицами серебра обнаружен эффект усиленного оптического пропускания [18], характеризующийся увеличением оптического пропускания нанокompозита. Экстраординарное оптическое пропускание обнаруживается в тонких металлических плёнках с регулярно расположенными наноразмерными отверстиями [19-30].

Рассматривается когерентное оптическое пропускание наноструктурами с квазиулевым комплексным показателем преломления из нанокompозитных материалов, активированных наночастицами серебра. Рассмотрим физические ситуации, в которых показатели преломления и поглощения отличаются от нуля, но принимают квазиулевые значения n_2 и κ_2 . Предположим, что экспериментальные спектры оптического отражения и пропускания нанокompозитных плёнок образованы когерентным сложением амплитуд отражения и пропускания с показателями преломления и поглощения в области малых значений $\Delta\tilde{n}_2 = \Delta n_2 + i\Delta\kappa_2$, включающей точку $n_2 = \kappa_2 = 0$. В настоящей работе рассматриваются нанокompозитные материалы в виде металл-полимерных плёнок толщиной от 2 нм до 100 мкм с близкими к нулю показателями преломления и поглощения. Применение этих плёнок, например, в солнечных элементах приводит к многократному увеличению их эффективности, превышающей мировые показатели. Условие идеального просветления имеет вид:

$$E_r = 0, \quad E_t = E_m, \quad (1)$$

тогда при $n_2 = \kappa_2 = 0$ получим, что условие идеального оптического просветления (1) справедливо не только для различных углов падения внешнего излучения, но и для различных подстилающих сред.

Рассматривается когерентное оптическое пропускание наноструктурами из композитных материалов, активированных наночастицами серебра. Рассмотрим физические ситуации, в которых показатели преломления и поглощения отличаются от нуля, но принимают значения близкие к нулю. Это случай квазиулевых значений n_2 и κ_2 . Предположим, что экспериментальные спектры оптического отражения и пропускания нанокompозитных плёнок образованы когерентным сложением амплитуд отражения и пропускания с показателями преломления и поглощения в области малых значений $\Delta\tilde{n}_2 = \Delta n_2 + i\Delta\kappa_2$, включающей точку $n_2 = \kappa_2 = 0$. Тогда после выполнения интегрирования френелевских амплитуд отражения и пропускания по интервалу значений комплексного показателя преломления $(0, \Delta\tilde{n}_2)$, получим формулы для амплитуд оптического отражения и пропускания нанокompозитной плёнки:

$$r_1^s = E_0^s \left(r_{12}^s \Delta\tilde{n}_2 + i \frac{1 - (r_{12}^s)^2}{r_{12}^s 2k_0 d_2 \cos \theta_2} \ln \left| \frac{1 + r_{12}^s r_{23}^s \exp(i 2k_0 d_2 \Delta\tilde{n}_2 \cos \theta_2)}{1 + r_{12}^s r_{23}^s} \right| \right), \quad (2)$$

$$t_1^s = E_0^s \frac{i}{k_0 d_2 \cos \theta_2} \frac{t_{12}^s t_{23}^s}{\sqrt{r_{12}^s r_{23}^s}} \left(\arctan \left(\frac{1}{\sqrt{r_{12}^s r_{23}^s}} \right) - \arctan \left(\frac{\exp(i k_0 d_2 \Delta\tilde{n}_2 \cos \theta_2)}{\sqrt{r_{12}^s r_{23}^s}} \right) \right), \quad (3)$$

$k_0 = 2\pi/\lambda$, λ - длина волны падающего излучения, d_2 - толщина плёнки, r_{12}^s и r_{23}^s - френелевские коэффициенты отражения на границах 1-2 и 2-3 соответственно, t_{12}^s и

t_{23}^s - френелевские коэффициенты пропускания оптического излучения на границах раздела 1-2 и 2-3 соответственно.

Учитывая условие идеального оптического просветления (1), запишем формулу (2) для амплитуды отражённой волны в виде:

$$\tilde{r}_1^s \approx E_0^\perp \frac{\Delta_R^s \cos(2k_0 d_2 n_2)}{1 - (r_{12}^s)^2} e^{-2k_0 d_2 \kappa_2}, \quad (4)$$

$$\Delta_R^s = r_{12}^s \Delta \tilde{n}_2 + \frac{1 - (r_{12}^s)^2}{2k_0 d_2 r_{12}^s} \ln \left| \frac{r_1^s(0)}{r_1^s(\phi_0)} \right|, \quad (5)$$

$$r_1^s(\phi_0) = E_0^s \frac{r_{12}^s + r_{23}^s \exp(2i\phi_0)}{1 + r_{12}^s r_{23}^s \exp(2i\phi_0)}, \quad r_1^s(0) = E_0^s \frac{r_{12}^s + r_{23}^s}{1 + r_{12}^s r_{23}^s}, \quad \phi_0 = k_0 d_2 \Delta \tilde{n}_2 \cos \theta_2, \quad (6)$$

где Δ_R - малая величина, в пределе равная нулю, определяющая точность выполнения условия идеального оптического просветления (18).

Аналогичным образом преобразуем и другие классические формулы. Так, амплитуда прошедшей внутрь подстилающей среды волны с учётом условия (1) принимает вид:

$$\tilde{t}_1^s \approx E_0^\perp \frac{t_{12}^s t_{23}^s \Delta_T^s \cos(k_0 d_2 n_2)}{1 - (r_{12}^s)^2} e^{-k_0 d_2 \kappa_2}, \quad (7)$$

$$\Delta_T^s = 1 - i \frac{\arctan \left(\frac{t_1^s(\phi_0) (\exp(i\phi_0) - 1)}{t_1^s(0) \sqrt{r_{12}^s r_{23}^s}} \right)}{k_0 d_2 \sqrt{r_{12}^s r_{23}^s}}, \quad (8)$$

$$t_1^s(\phi_0) = E_0^s \frac{t_{12}^s t_{23}^s \exp(i\phi_0)}{1 + r_{12}^s r_{23}^s \exp(2i\phi_0)}, \quad t_1^s(0) = E_0^s \frac{t_{12}^s t_{23}^s}{1 + r_{12}^s r_{23}^s}. \quad (9)$$

Френелевские коэффициенты отражения и преломления, а также угол преломления θ_2 , определяются при выборе некоторого значения комплексного показателя преломления из интервала $(0, \Delta \tilde{n}_2)$. Выведены выражения для когерентных амплитуд отражения и пропускания металл-полимерной нанокompозитной плёнки.

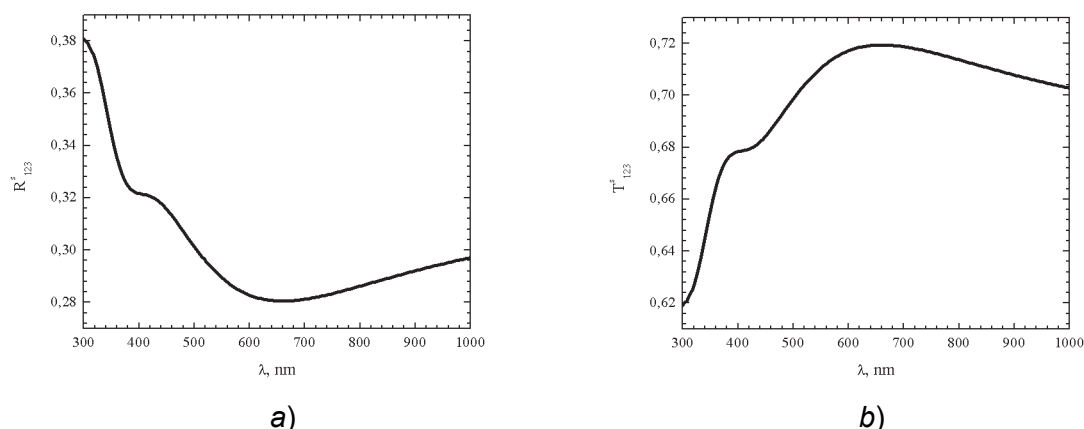


Рис. 1. Зависимости коэффициентов оптического отражения (а) и пропускания (б) от длины волны для нанокompозитной плёнки толщиной $d_2 = 40$ нм из полимерной матрицы (полиметилметакрилата РММА) с наночастицами серебра радиусом $a = 12.5$ нм, расположенными на подложке из кристаллического кремния. Расстояния между поверхностями наночастиц $\Delta_x = \Delta_y = 21$ нм, $\Delta_z = 0$ нм.

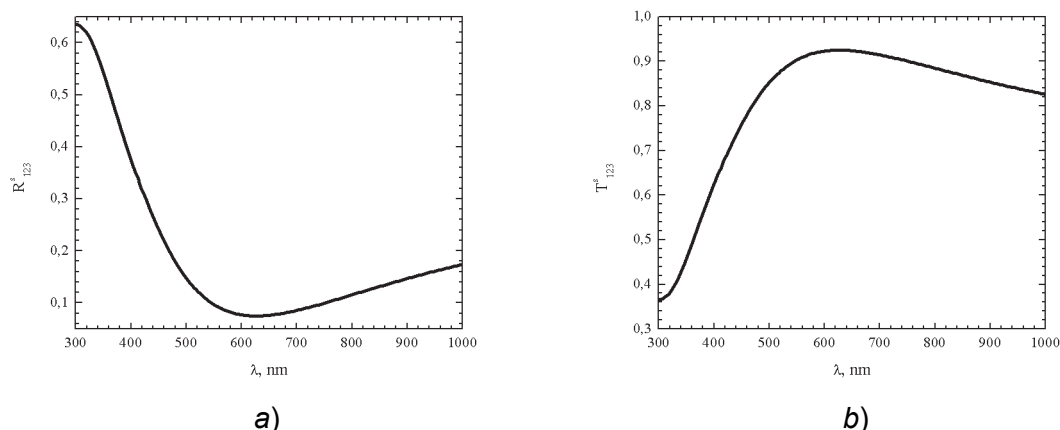


Рис. 2. Зависимости коэффициентов оптического отражения (а) и пропускания (б) от длины волны для нанокompозитной плёнки толщиной $d_2 = 100$ нм из полимерной матрицы (полиметилметакрилата PMMA) с наночастицами серебра радиусом $a = 4.5$ нм, расположенными на подложке из кристаллического кремния. Расстояния между поверхностями наночастиц $\Delta_x = \Delta_y = 21$ нм, $\Delta_z = 0$ нм.

На рис. 1 и 2 представлены спектры оптического отражения (а) и пропускания (б) нанокompозитной плёнки толщиной $d_2 = 100$ нм из полимерной матрицы (полиметилметакрилата PMMA) с наночастицами серебра радиусом $a = 4.5$ нм, расположенными на подложке из кристаллического кремния. Причём расстояние между поверхностями наночастиц вдоль осей x и y равно $\Delta_x = \Delta_y = 21$ нм, вдоль оси z равно $\Delta_z = 0$ нм.

Первое слагаемое в формуле (3) соответствует нулевому значению показателя преломления плёнки из области интегрирования $(0, \Delta\tilde{n}_2)$. В случае p -поляризованных волн вид формул (2), (3) сохраняется, если провести замену коэффициентов Френеля r_{ik}^s и d_{ik}^s на френелевские коэффициенты p -поляризованных волн r_{ik}^p и d_{ik}^p . При помощи компьютерных расчётов получены зависимости отражательной и пропускательной способностей от длины волны и угла падения оптического излучения. При помощи выражений амплитуд (2) и (3) могут быть исследованы оптические свойства металл-полимерных нанокompозитных покрытий на различных подложках.

В настоящей работе развивается теория оптических процессов в металл-полимерных нанокompозитных покрытиях, позволяющая при помощи метода решётчатых сумм рассчитать оптическое отражение и пропускание нанокompозитного слоя на подложках из стекла, кремния, алмаза и серебра с учётом эффекта ближнего поля [31]. Добавление наночастиц серебра в полимерную матрицу увеличивает её оптическую прозрачность.

Взаимодействие атомов в наноструктурах приводит к увеличению интенсивности оптического излучения наносистем, рассматриваемых в электрическом дипольном приближении. Эффект усиления обусловлен когерентным резонансным взаимодействием наночастиц, а также когерентным взаимодействием валентных электронов внутри наночастиц, который при минимальном отражении приводит к усиленному оптическому пропусканию [32-35]. Усиление оптического пропускания в (PMMA+Ag) нанокompозитных слоях обусловлено тем, что в композитных слоях происходит подавление радиационного затухания осцилляторов благодаря их резонансному взаимодействию в поле излучения. При этом основная роль в эффекте усиления принадлежит резонансному взаимодействию валентных электронов внутри наночастицы. Выполнен численный анализ оптического отражения и оптического пропускания наноматериалов с квазиединичными и квазинулевыми показателями преломления, находящихся во внешнем поле оптического излучения. Эффективные параметры получены на основе радиационной теории металлических сферических наночастиц. Оптические характеристики наноструктурных метаматериалов с квазиединичными, квазинулевыми и нулевыми пока-

зателями преломления могут быть вычислены при помощи метода интегральных уравнений в оптике. Показано, что на поверхности оптической среды из наноструктурных материалов с квазинулевым показателем преломления при различных значениях угла падения внешнего излучения могут быть возбуждены поверхностные оптические волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schurig D., Mock J.J., Justice B.J., Cummer S.A., Pendry J.B., Starr A.F., Smith D.R. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. // *Science*. - 2006. v. 314, № 5801, p. 977-980.
2. Alu A., Engheta N. Cloaking a sensor. // *Phys. Rev. Lett.* - 2009. v. 102, № 23, 233901. p. 1-4.
3. Pendry J.B. Negative refraction makes a perfect lens. // *Phys. Rev. Lett.* - 2000, v. 85, № 18, p. 3966-3969.
4. Alekseyev L.V., Narimanov E. Slow light and 3D imaging with non-magnetic negative index systems. // *Opt. Express*. - 2006. v. 14, № 23, p. 11184-11193.
5. Veselago V.G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . // *Sov. Phys. Usp.* - 1968. v. 10, № 4, p. 509-514.
6. Yuan H.-K., Chettiar U.K., Cai W., Kildishev A.V., Boltasseva A., Drachev V.P., Shalaev V.M. A negative permeability material at red light. // *Opt. Express*. - 2007, v. 15, № 3, p. 1076-1083.
7. Alu A., Silveirinha M.G., Salandrino A., Engheta N. Epsilon-near-zero metamaterials and electromagnetic sources: Tailoring the radiation phase pattern. // *Phys. Rev. B*. - 2007, v. 75, № 15, 155410, p. 1-13.
8. Silveirinha M., Engheta N. Design of matched zero-index metamaterials using nonmagnetic inclusions in epsilon-near-zero media. // *Phys. Rev. B*. - 2007, v. 75, № 7, 075119, p. 1-10.
9. Navarro-Cia M., Beruete M., Campillo I., Sorolla M. Enhanced lens by ϵ and μ near-zero metamaterial boosted by extraordinary optical transmission. // *Phys. Rev. B*. - 2011, v. 83, № 11, 115112, p. 1-5.
10. Tao Bo, Fu-Li Li. Controlling thermal radiation by photonic quantum well structure with zero-averaged-refractive-index gap. // *J. Opt. Soc. Am. B*. - 2009, v. 26, № 1, p. 96-100.
11. Nguyen V.C., Chen L., Halterman K. Total transmission and total reflection by zero index metamaterials with defects. // *Phys. Rev. Lett.* - 2010. v. 105, № 23, 233908, p. 1-4.
12. Li J., Zhou L., Chan C.T., Sheng P. Photonic band gap from a stack of positive and negative index materials. // *Phys. Rev. Lett.* - 2003, v. 90, № 8, 083901, p. 1-4.
13. Silveirinha M.G., Engheta N. Theory of supercoupling, squeezing wave energy, and field confinement in narrow channels and tight bends using epsilon-near-zero metamaterials. // *Phys. Rev. B*. - 2007, v. 76, № 24, 245109, p. 1-17.
14. Silveirinha M., Engheta N. Tunneling of electromagnetic energy through subwavelength channels and bends using epsilon-near-zero materials. // *Phys. Rev. Lett.* - 2006, v. 97, 157403, № 15, 157403, p. 1-4.
15. Xi J.-Q., Kim J.K., Schubert E.F. Silica nanorod-array films with very low refractive indices. // *NanoLett.* - 2005, v. 5, p. 1385-1387.
16. Altunin K.K., Gadomsky O.N. High-negative effective refractive index of silver nanoparticles system in nanocomposite films. // *Opt. Commun.* - 2012. Vol. 285. pp. 816-820.
17. Gadomsky O.N., Altunin K.K., Ushakov N.M., Kosobudskii I.D., Podvigalkin V.Ya., Kulbatskii D.M. High-efficiency antireflection nanostructural optical coatings for solar cells. // *Tech. Phys.* - 2010, Vol. 55, № 7, pp. 996-1002.
18. Алтунин К.К. Экстраординарное оптическое пропускание композитных наноструктурных плёнок с монослоем наночастиц серебра. // *Наноматериалы и наноструктуры — XXI век*. - 2011. № 4. С. 3-14.
19. Schroter U. and Heitmann D. Surface-plasmon-enhanced transmission through metallic gratings. // *Phys. Rev. B*. - 1998, v. 58, № 23, p. 15419-15421.

20. Popov E., Nevire M., Enoch S., and Reinisch R. Theory of light transmission through subwavelength periodic hole arrays. // Phys. Rev. B. - 2000, v. 62, № 23, p. 16100-16108.
21. Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F.J., Lezec H.J., Pellerin K.M., Thio T., Pendry J.B., and Ebbesen T.W. Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays. // Phys. Rev. Lett. - 2001, v. 86, № 6, p. 1114-1117.
22. Bravo-Abad J., Garcia-Vidal F.J., and Martin-Moreno L. Resonant transmission of light through finite chains of subwavelength holes in a metallic film. // Phys. Rev. Lett. - 2004, v. 93, № 22, 227401. p. 1-4.
23. Khanikaev A.B., Mousavi S.H., Shvets G., and Kivshar Y.S. One-way extraordinary optical transmission and nonreciprocal spoof plasmons. // Phys. Rev. Lett. - 2010, v. 105, № 12, 126804. p. 1-4.
24. Mrejen M., Israel A., Taha H., Palchan M., and Lewis A. Near-field characterization of extraordinary optical transmission in subwavelength aperture arrays. // Optics Express. - 2007, v. 15, № 15, pp. 9129-9138.
25. Beruete M., Sorolla M., and Campillo I. Left-handed extraordinary optical transmission through a photonic crystal of subwavelength hole arrays. // Optics Express. - 2006, v. 14, № 12, pp. 5445-5455.
26. Zhou Y.-S., Gu B.-Y., Wang H.-Y., and Zhao L.-M. Enhancement of the extraordinary optical transmission in a subwavelength metal slit dressed by a metal grating. // Phys. Rev. A. - 2010, v. 81, № 3, 035803. p. 1-3.
27. Mary A., Rodrigo S.G., Martin-Moreno L., and Garcia-Vidal F.J. Holey metal films: from extraordinary transmission to negative-index behavior. // Phys. Rev. B. - 2009, v. 80, № 16, 165431, p. 1-8.
28. Bykov I.V., Dorofeenko A.V., Ilyin A.S., Ryzhikov I.A., Sedova M.V., and Vinogradov A.P. Extraordinary optical transmission through a random array of subwavelength holes. // Phys. Rev. B. - 2008, v. 78, № 5, 054201. p. 1-5.
29. Zhou Y.-S., Gu B.-Y., Lan S., and Zhao L.-M. Time-domain analysis of mechanism of plasmon-assisted extraordinary optical transmission // Phys. Rev. B. - 2008, v. 78, № 8, 081404. p. 1-4.
30. Гадомский О.Н., Алтунин К.К., Ушаков Н.М. Идеальное оптическое просветление композитных плёнок, активированных сферическими наночастицами. // Письма в ЖЭТФ. - 2009, v. 90, № 4, с. 273-278.
31. Gadomsky O.N., Altunin K.K., Stepin S.N., Katnov V.E., Rusin A.A., Pereskokov E.A. Near-field effect in composite nanomaterials with a quasi-zero refractive index. // Opt. Commun. - 2014, v. 315, pp. 286-294.
32. Алтунин К.К. Усиленное оптическое пропускание в нанокompозитных слоях из металл-полимерных наноматериалов // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. 2013. Т. 13. № 1. С. 7-10.
33. Алтунин К.К. Усиленное оптическое пропускание в нанокompозитных плёнках из металл-полимерных наноматериалов с квазиединичными и квазинулевыми показателями преломления // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. 2014. Т. 14. № -1. С. 62-67.
34. Алтунин К.К. Усиленное оптическое пропускание нанокompозитных плёнок с наночастицами серебра на различных подложках. Часть 1. Вопросы и модель // Наноматериалы и наноструктуры - XXI век. 2015. Т. 6. № 2. С. 4-14.
35. Алтунин К.К. Усиленное оптическое пропускание нанокompозитных плёнок с наночастицами серебра на различных подложках. Часть 2. Численное моделирование // Наноматериалы и наноструктуры - XXI век. 2015. Т. 6. № 3. С. 3-13.