

УДК 535.3

ЭФФЕКТ ПЁРСЕЛЛА В ПРЕДЕЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ
МЕТАМАТЕРИАЛАХА.В. Чебыкин^а, А.А. Орлов^а, Ф. Хайслер^б, К.В. Барышникова^а, П.А. Белов^а^а Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, chebykin.alexandr@gmail.com^б Йенский университет имени Фридриха Шиллера, Йена, 07737, Германия

Аннотация. Теоретически продемонстрирован эффект Пёрселла в предельно анизотропных метаматериалах с эллиптической изочастотной поверхностью. В отличие от гиперболических метаматериалов, данный эффект не связан с расходящейся плотностью состояний. Показано, что большой фактор Пёрселла можно наблюдать и без возбуждения мод с большими волновыми векторами в одном из направлений, при этом нормальная слоям компонента волнового вектора будет меньше k_0 . Это дает возможность получить в данных материалах увеличение не только мощности, излучаемой в среду, но и мощности, передаваемой в свободное пространство через границу среды, расположенную поперечно слоям материала. Методами анализа являлись построение изочастотных контуров, а также расчет аналитической зависимости фактора Пёрселла от частоты для бесконечной структуры слоистого метаматериала. В диапазоне видимого света сильная пространственная дисперсия не позволяет получить усиление спонтанного излучения в метаматериале с двухслойной элементарной ячейкой. Эффект может быть реализован в периодических слоистых металлодиэлектрических наноструктурах с элементарной ячейкой, содержащей два металлических и два диэлектрических слоя. Анализ полученных зависимостей фактора Пёрселла от частоты показывает, что спонтанное излучение усиливается на порядок и более только для случая ориентации возбуждающего диполя вдоль слоев метаматериала, а для случая поперечной ориентации излучение максимально может усиливаться лишь в 2–3 раза. Результаты работы могут быть использованы для создания нового типа метаматериалов с эллиптическими изочастотными контурами, обеспечивающих более эффективное излучение света в дальнее поле.

Ключевые слова: метаматериалы, эффект Пёрселла, спонтанное излучение, поверхностные плазмоны.

Благодарности. Работа выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 074-U01), фонда РФФИ (проект 14-02-31720), а также стипендии Президента Российской Федерации (грант СП-2154.2012.1). Авторы приносят отдельную благодарность анонимному рецензенту за ценные замечания и помощь в подготовке статьи.

PURCELL EFFECT IN EXTREMELY ANISOTROPIC ELLIPTIC METAMATERIALS

A.V. Chebykin^а, A.A. Orlov^а, F. Heisler^б, K.V. Baryshnikova^а, P.A. Belov^а^а ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, chebykin.alexandr@gmail.com^б Friedrich-Schiller-Universität Jena, Jena, 07737, Germany

Abstract. The paper deals with theoretical demonstration of Purcell effect in extremely anisotropic metamaterials with elliptical isofrequency surface. This effect is free from association with divergence in density of states unlike the case of hyperbolic metamaterials. It is shown that a large Purcell factor can be observed without excitation of modes with large wave vectors in one direction, and the component of the wave vector normal to the layers is less than k_0 . For these materials the possibility is given for increasing of the power radiated in the medium, as well as the power radiated from material into free space across the medium border situated transversely to the layers. We have investigated isofrequency contours and the dependence of Purcell factor from the frequency for infinite layered metamaterial structure. In the visible light range strong spatial dispersion gives no possibility to obtain enhancement of spontaneous emission in metamaterial with unit cell which consists of two layers. This effect can be achieved in periodic metal-dielectric layered nanostructures with a unit cell containing two different metallic layers and two dielectric ones. Analysis of the dependences for Purcell factor from the frequency shows that the spontaneous emission is enhanced by a factor of ten or more only for dipole orientation along metamaterial layers, but in the case of the transverse orientation radiation can be enhanced only 2-3 times at most. The results can be used to create a new type of metamaterials with elliptical isofrequency contours, providing a more efficient light emission in the far field.

Keywords: metamaterials, Purcell effect, spontaneous radiation, surface plasmons.

Acknowledgements: The work is partially financially supported by the Government of the Russian Federation (grant 074-U01), the Russian Foundation for Basic Research (project 14-02-31720), and the Russian Federation President scholarship (grant СП-2154.2012.1). The authors express their special thanks to an anonymous reviewer for valuable remarks and rendering assistance in paper preparation.

Введение

В настоящее время гиперболические метаматериалы рассматриваются в качестве наиболее подходящих структур для увеличения силы взаимодействия света с веществом в широком диапазоне [1–4]. Такие среды характеризуются тем, что имеют эффективные диэлектрические проницаемости разных знаков, т.е. $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} < 0$ и $\epsilon_{zz} > 0$ (где ϵ_{xx} , ϵ_{yy} и ϵ_{zz} – диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости) [5]. Плотность состояний фотонов в таких материалах расходитя благодаря гиперболическому

виду изочастотных поверхностей, что обеспечивает сильный эффект Пёрселла [6]. Обычно эффект Пёрселла связан и со скоростью излучательного затухания, и с мощностью, излучаемой в окружающее пространство [7]. Тем не менее, переход от эллиптического режима к гиперболическому сопровождается сокращением времени жизни в возбужденном состоянии и уменьшением наблюдаемой интенсивности излучения в свободное пространство [8, 9]. Причина заключается в том, что спонтанное излучение в гиперболических метаматериалах возникает в основном из-за возбуждения мод с такими волновыми векторами, у которых обе компоненты (вдоль и поперек оптической оси) превышают волновое число свободного пространства. Такие пространственные гармоники при преломлении через границу материала в свободное пространство становятся эванесцентными в обоих практических случаях расположения границы – как вдоль оптической оси, так и ортогонально ей. Эванесцентные волны ввиду экспоненциального затухания при удалении от границы не могут быть детектированы в дальнем поле [10].

В настоящей работе мы теоретически рассматриваем возможность реализации сильного эффекта Пёрселла в предельно анизотропных эллиптических метаматериалах, где выполняется соотношение

$$0 < \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \ll \epsilon_{zz}. \quad (1)$$

В таких средах изочастотная поверхность имеет вид сильно сплющенного эллипсоида (рис. 1). Условие (1) выполняется по одну сторону от топологического перехода между гиперболическим и эллиптическим режимами одного и того же материала (под эллиптическим и гиперболическим режимами здесь понимается форма изочастотных контуров материала). Данный переход происходит на определенной частоте. Далее мы покажем, что анизотропный эллиптический метаматериал может обладать большими значениями фактора Пёрселла, несмотря на конечную величину плотности фотонных состояний. Более того, в этом случае по одному из направлений распространения (по оси Z) волны с большими волновыми векторами не вносят вклад в спонтанное излучение, поэтому излученная волна может покинуть структуру. В результате этого увеличивается как скорость излучательного затухания (что есть и в гиперболических метаматериалах), так и излучаемая через границу по плоскости XZ в свободное пространство мощность (чего в гиперболических материалах с плоской границей при ее обычном расположении относительно оптической оси не наблюдается ни экспериментально, ни теоретически).

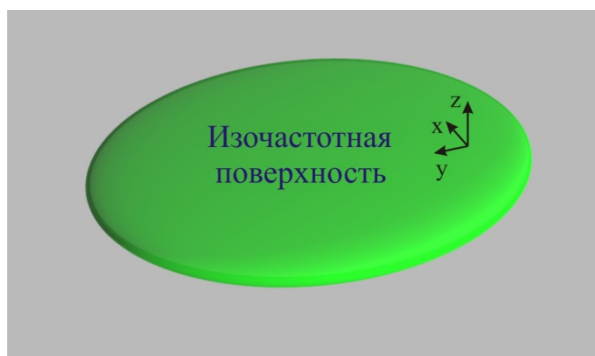


Рис. 1. Изочастотная поверхность материала в предельно анизотропном эллиптическом режиме

Физика эффекта Пёрселла в эллиптических метаматериалах

Причину усиления спонтанного излучения в среде, удовлетворяющей условию (1), можно наиболее просто описать при помощи золотого правила Ферми:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k,\sigma} |d \cdot E_{k,\sigma}|^2 \delta(\hbar\omega_{k,\sigma} - \hbar\omega_0). \quad (2)$$

Здесь τ – скорость излучательного затухания; ω_0 – частота излучения двухуровневой системы; d – дипольный матричный элемент; $E_{k,\sigma}$ – оператор амплитуды электрического поля, соответствующий единичному кванту излучения; \hbar – постоянная Планка, δ – дельта-функция. Суммирование осуществляется по волновому вектору k излучаемой волны. Символом σ обозначена поляризация (ТЕ либо ТМ). Электрическое поле может быть записано в следующем виде:

$$E_{k, \text{TM}} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_{k, \text{TM}}}{V_{\text{mode}, \text{TM}, k}}} (\cos\theta_k \hat{\varphi} - \frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}} \sin\theta_k \hat{z}),$$

где V_{mode} – это эффективный объем моды, θ и φ – сферические координаты волнового вектора k . V_{mode} определяется из условия квантования для плоской волны $VE_k(\hat{\epsilon}E_k) = 2\pi\hbar\omega_{k, \text{TM}}$. Здесь V – нормированный объем. Эффективный объем моды может быть выражен через эффективный показатель преломления n_{TM} :

$$V_{\text{mode}, \text{TM}, k} = V\epsilon_{xx}^2 / n_{k, \text{TM}}^2(\theta_k), \quad (3)$$

n_{TM} , в свою очередь, определяется дисперсией ТМ-мод: $\omega_{k,TM} = ck / n_{TM}(\theta_k)$, где c – скорость света в вакууме.

Выражение для эффективного показателя преломления может быть записано в виде

$$n_{k,TM}(\theta_k) = \left(\frac{\sin^2 \theta_k}{\epsilon_{zz}} + \frac{\cos^2 \theta_k}{\epsilon_{xx}} \right)^{-1/2}. \quad (4)$$

Подставив уравнения (3) и (4) в уравнение (2) и осуществив интегрирование по k и ϕ , получим вклад ТМ-мод в скорость излучательного затухания для поляризации по оси X :

$$\frac{1}{\tau_{x,TM}} = \frac{d^2}{2\hbar} \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^3 \int_0^\pi \frac{d\theta_k \sin \theta_k \cos^2 \theta_k n_{TM}^5(\theta_k)}{\epsilon_{xx}^2} = \frac{d^2}{3\hbar} \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^3 \frac{\epsilon_{zz}}{\sqrt{\epsilon_{xx}}}. \quad (5)$$

Уравнение (5) расходится при $\epsilon_{xx} = 0$. Эта расходимость имеет место на границе гиперболического ($\epsilon_{xx} < 0$) и эллиптического ($0 < \epsilon_{xx} \ll \epsilon_{zz}$) режима, поэтому природа возникновения усиления излучения в данном случае совершенно отличается от гиперболического случая. В частности, в предельно анизотропном эллиптическом режиме ($\epsilon_{xx} \ll \epsilon_{zz}$) в спонтанном излучении преобладают волны, распространяющиеся в направлении плоскости симметрии, $\theta_k \approx \pi/2$:

$$\frac{1}{\tau_{x,TM}} = \frac{d^2}{2\hbar} \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^3 \sqrt{\epsilon_{xx}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\psi^2 d\psi}{|\psi^2 + \epsilon_{xx}/\epsilon_{zz}|^{5/2}}, \quad (6)$$

где $\psi = \theta_k - \pi/2$. Резкий максимум в уравнении (6) при $\psi \sim \sqrt{\epsilon_{xx}/\epsilon_{zz}} \ll 1$ обусловлен расхождением эффективного показателя преломления в уравнении (4), что соответствует стремлению эффективного объема моды в уравнении (3) к 0. Малый эффективный объем моды приводит к сильному эффекту Пёрселла аналогично данному эффекту в резонаторе.

Учтем теперь вклад от ТЕ-мод (он определяется эффективным показателем преломления $n_{TE} = \sqrt{\epsilon_{xx}}$) и нормируем результат на скорость излучательного затухания в свободном пространстве $1/\tau = 4d^2\omega^3/(3\hbar c^3)$. Тогда выражения для фактора Пёрселла в случае излучателей, поляризованных по осям X и Z , можно записать в следующей форме:

$$f_{purc,x} = f_{purc,y} = \frac{\epsilon_{zz}}{\sqrt{\epsilon_{xx}}} + \frac{3\sqrt{\epsilon_{xx}}}{4}, \quad (7)$$

$$f_{purc,z} = \sqrt{\epsilon_{xx}}. \quad (8)$$

Первый член в уравнении (7) представляет собой вклад от ТМ-волн в скорость спонтанного излучения, и он может быть существенно больше в случае предельно анизотропного эллиптического режима. Стоит также заметить, что относительно большой рост фактора Пёрселла по сравнению с единицей будет наблюдаться только для излучателей, поляризованных в плоскости XY .

Эффект Пёрселла в предельно анизотропном металлодиэлектрическом метаматериале

Далее перейдем к рассмотрению возможного варианта реализации данного эффекта. Наиболее естественным подходом является применение плазмонного многослойного металлодиэлектрического метаматериала [11], состоящего из периодически чередующихся слоев металла и диэлектрика. Обычно такие структуры описываются в эффективной модели следующими диэлектрическими проницаемостями [12]:

$$\epsilon_{xx}^{(eff)} = \epsilon_{yy}^{(eff)} = \langle \epsilon(z) \rangle = \frac{\epsilon_{Me} d_{Me} + \epsilon_{diel} d_{diel}}{d_{Me} + d_{diel}},$$

$$\epsilon_{zz}^{(eff)} = \langle \epsilon^{-1}(z) \rangle^{-1} = \left(\frac{d_{Me}/\epsilon_{Me} + d_{diel}/\epsilon_{diel}}{d_{Me} + d_{diel}} \right)^{-1},$$

где угловые скобки обозначают пространственное усреднение; d_{diel} , d_{Me} – толщины диэлектрического и металлического слоев; ϵ_{diel} , ϵ_{Me} – их диэлектрические проницаемости. Анализ данных уравнений показал, что условие в уравнении (1) удовлетворяется на частоте, немного превышающей частоту перехода от эллиптического к гиперболическому режиму ω^* ,

$$\epsilon_{Me}(\omega^*) = -\frac{d_{diel}}{d_{Me}} \epsilon_{diel}(\omega^*),$$

когда $\epsilon_{xx}^{(eff)}$ обращается в 0. Из условия $\epsilon_{xx}^{(eff)}(\omega^*) > 0$ следует, что для выполнения соотношения $d_{Me} < d_{diel}$ металлические слои должны быть тоньше диэлектрических. В частности, это значит, что абсолютное значение ϵ_{Me} больше ϵ_{diel} на частоте ω^* , а также то, что частота ω^* ниже частоты поверхностного плазмо-

на, определяемой условием $\varepsilon_{Me} = -\varepsilon_{diel}$. Это приводит к тому, что в данном случае изочастотный контур содержит не только эллиптическую, но также и дополнительную гиперболическую составляющую из-за эффектов сильной пространственной дисперсии [13]. Следовательно, в данном случае в оптическом диапазоне невозможно получить эффект усиления спонтанного излучения при эллиптической изочастоте метаматериала.

Для получения изолированного эллиптического изочастотного контура мы предлагаем использовать плазмонные многослойные структуры со сложной элементарной ячейкой, обладающей бипериодичностью [14]. В частности, мы рассмотрели систему с четырьмя слоями в элементарной ячейке – двумя разными металлическими слоями и двумя одинаковыми диэлектриками, как показано на рис. 2.



Рис. 2. Структура рассматриваемого металлодиэлектрического метаматериала с элементарной ячейкой, состоящей из двух чередующихся слоев диэлектрика с диэлектрической проницаемостью 4,6 и двух слоев из металлов с разными плазменными длинами волн

Диэлектрическая проницаемость диэлектриков ε_d была выбрана равной 4,6. Диэлектрическая проницаемость металлических слоев соответствовала модели Друде с разными плазменными длинами волн $\lambda_{p1} = 250$ нм и $\lambda_{p2} = 200$ нм. Толщины всех слоев равнялись 30 нм.

В настоящей работе мы аналитически построили спектральную зависимость фактора Пёрселла для излучателя, помещенного в центр диэлектрического слоя в бесконечной периодической структуре, описанной выше. В расчетах использовался стандартный математический аппарат функций Грина для слоистых систем [15]. Результаты представлены на рис. 3. Сплошная синяя кривая соответствует случаю, когда излучатель расположен вдоль слоев, красная пунктирная кривая – случаю перпендикулярной ориентации излучателя относительно слоев. На рис. 3, б–г, показаны изочастотные контуры на трех фиксированных частотах. Частота 570 ТГц соответствует главному результату: как видно из рисунка, на этой частоте изочастотный контур имеет сильно анизотропный эллиптический вид, а фактор Пёрселла достигает значения 24 (синяя линия). Для частот ниже 570 ТГц большая часть изочастотного контура находится в диапазоне волн, которые при преломлении через вертикальную границу среды (ориентированную поперечно слоям) оказываются распространяющимися в свободном пространстве: $k_z < k_0 = \omega/c$. Энергия этих волн может эффективно излучаться в дальнее поле через границу материала, а пространственный спектр таких волн в предельно анизотропном эллиптическом режиме довольно широк, потому что горизонтальная полуось эллипса $k_{y\max} \gg k_0$, причем большая нормальная к границе компонента волнового вектора не препятствует преломлению (эффект полного внутреннего отражения полностью связан с k_z). Однако здесь требуется уточнение. Энергия пространственных гармоник, создаваемых оптически коротким диполем, распределена по изочастотному контуру неравномерно. Так, у дипольного излучателя, ориентированного нормально к слоям и создающего поэтому в основном вертикальную поляризацию электрического поля, преобладают пространственные гармоники с малыми значениями k_y , потому что именно у гармоник $k_y \ll k_z$ поле поляризовано практически вдоль z . Для такого излучателя вытянутый вдоль оси u изочастотный контур особого значения не имеет. Большие значения фактора Пёрселла по сравнению с единицей в эллиптическом режиме наблюдаются только для излучателя, ориентированного параллельно слоям. В полном соответствии с физикой в эллиптическом режиме, который наблюдается в диапазоне 550–570 ТГц, фактор Пёрселла для поперечно ориентированного диполя сравнительно мал (красный пунктир), а для тангенциального диполя весьма велик (15–20). Такая зависимость фактора Пёрселла от поляризации, полученная в результате точных симуляций, согласуется с предсказаниями эффективной среды в уравнениях (7), (8). На рис. 3, а, зеленым штрих-пунктиром показан результат расчета дипольного излучения в модели эффективной среды, полученный с использованием значений ε_{xx} и ε_{zz} , извлеченных из изочастотных контуров. Функция в уравнении (7) умножена на 1,4, что может быть объяснено поправ-

кой локального поля [16]. Данное полуаналитическое выражение хорошо описывает полученную численно частотную зависимость для фактора Пёрселла (см. синюю и зеленую кривую на рис. 3, а).

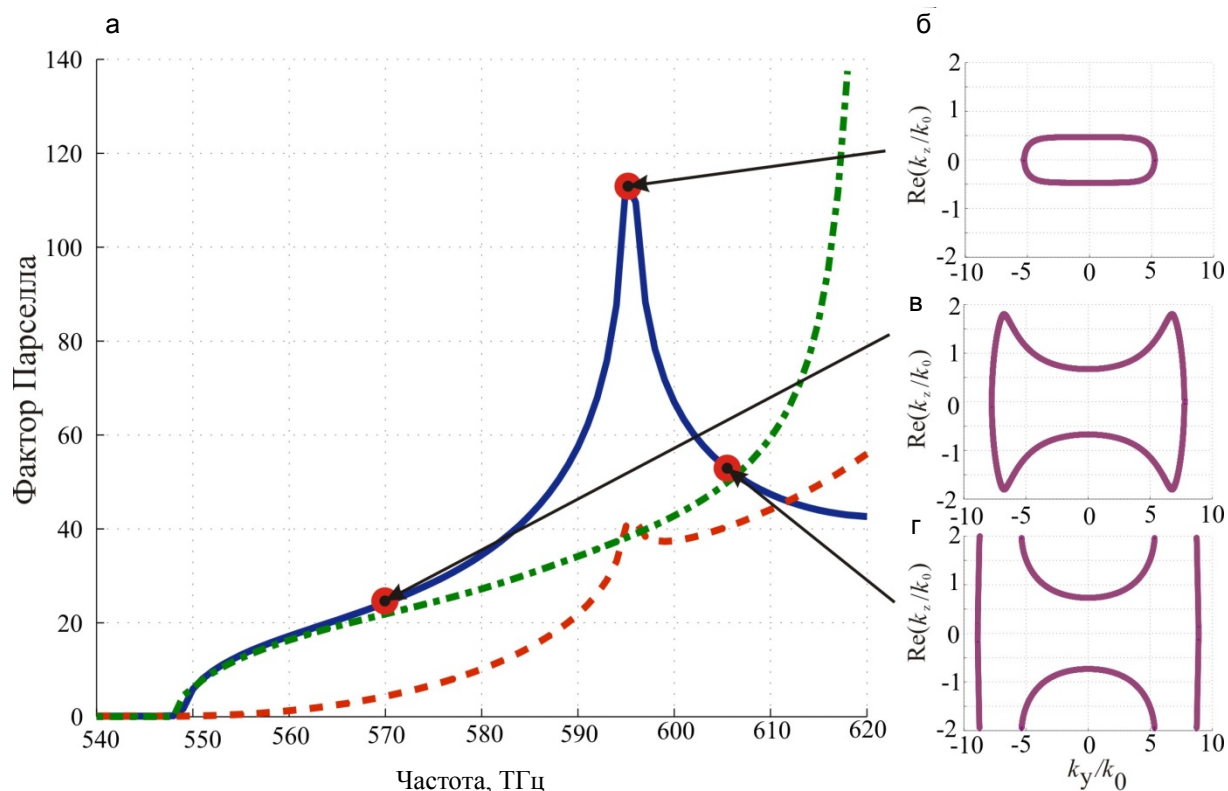


Рис. 3. Зависимость фактора Пёрселла от частоты. Синяя сплошная кривая соответствует случаю ориентации диполя вдоль слоев, красный пунктир – случаю поперечной ориентации. Зеленый штрих-пунктир – результат эффективной модели (7), скорректированный коэффициентом 1,4 (а). Изочастотные контуры структуры на частотах 570, 595, 605 ТГц соответственно (б)–(г).

В диапазоне 570–595 ТГц изочастотный контур превращается из эллипса в «гантелю», а на частотах свыше 595 ТГц распадается на две гиперболические ветви. В данном режиме скорость спонтанного излучения квантового излучателя велика, но в нем доминируют волны с большими значениями вертикальной компоненты волнового вектора ($k_z > k_0$), которые не могут покинуть структуру и распространяться в дальнем поле.

Заключение

В работе продемонстрирован сильный (порядка 20) эффект Пёрселла в физически реализуемых предельно анизотропных эллиптических метаматериалах. Такие метаматериалы могут быть реализованы в виде слоистых металло-диэлектрических с элементарной ячейкой, состоящей из двух разных металлических слоев (например, золото и серебро) и двух одинаковых диэлектриков. Результаты работы могут быть полезны для получения абсолютно нового типа метаматериалов, которые заслуживают дальнейших исследований, а также для усиления спонтанной эмиссии квантовых излучателей за счет эффекта Пёрселла.

Литература

1. Jacob Z., Shalae V.M. Plasmonics goes quantum // Science. 2011. V. 334. N 6055. P. 463–464.
2. Cortes C.L., Newman W., Molesky S., Jacob Z. Quantum nanophotonics using hyperbolic metamaterials // Journal of Optics. 2012. V. 14. N 6. Art. 063001.
3. Drachev V.P., Podolskiy V.A., Kildishev A.V. Hyperbolic metamaterials: new physics behind a classical problem // Optics Express. 2013. V. 21. N 12. P. 15048–15064.
4. Poddubny A., Iorsh I., Belov P., Kivshar Y. Hyperbolic metamaterials // Nature Photonics. 2013. V. 7. N 12. P. 958–967.
5. Felsen L., Marcuvitz N. Radiation and Scattering of Waves. NY: Wiley, 2003. 464 p.
6. Jacob Z., Smolyaninov I.I., Narimanov E.E. Broadband Purcell effect: radiative decay engineering with metamaterials // Applied Physics Letters. 2009. V. 100. N 18. Art. 181105.
7. Kavokin A., Baumberg J.J., Malpuech G., Laussy F.P. Microcavities. Oxford University Press, 2007. 430 p.

8. Tumkur T., Zhu G., Black P., Barnakov Y.A., Bonner C.E., Noginov M.A. Control of spontaneous emission in a volume of functionalized hyperbolic metamaterial // *Applied Physics Letters*. 2011. V. 99. N 15. Art. 151115.
9. Kim J., Drachev V.P., Jacob Z., Naik G.V., Boltasseva A., Narimanov E.E., Shalaev V.M. Improving the radiative decay rate for dye molecules with hyperbolic metamaterials // *Optics Express*. 2012. V. 20. N 7. P. 8100–8116.
10. Lu D., Kan J.J., Fullerton E.E., Liu Z. Enhancing spontaneous emission rates of molecules using nanopatterned multilayer hyperbolic metamaterials // *Nature Nanotechnology*. 2014. V. 9. N 1. P. 48–53.
11. Orlov A.A., Zhukovsky S.V., Iorsh I.V., Belov P.A. Controlling light with plasmonic multilayers // *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*. 2014. V. 12. N 3. P. 213–230.
12. Agranovich V.M., Kravtsov V.E. Notes on crystal optics of superlattices // *Solid State Communications*. 1985. V. 55. N 1. P. 85–90.
13. Orlov A.A., Voroshilov P.M., Belov P.A., Kivshar Y.S. Engineered optical nonlocality in nanostructured metamaterials // *Physical Review B – Condensed Matter and Materials Physics*. 2011. V. 84. N 4. Art. 045424.
14. Orlov A.A., Krylova A.K., Zhukovsky S.V., Babicheva V.E., Belov P.A. Multiperiodicity in plasmonic multilayers: general description and diversity of topologies // *Physical Review A – Atomic, Molecular, and Optical Physics*. 2014. V. 90. N 1. Art. 013812.
15. Tomas M.S., Lenac Z. Spontaneous-emission in an absorbing Fabry-Perot cavity // *Physical Review A – Atomic, Molecular, and Optical Physics*. 1999. V. 60. N 3. P. 2431–2437.
16. Poddubny A.N., Belov P.A., Ginzburg P., Zayats A.V., Kivshar Y.S. Microscopic model of Purcell enhancement in hyperbolic metamaterials // *Physical Review B – Condensed Matter and Materials Physics*. 2012. V. 86. N 3. Art. 035148.

<i>Чебыкин Александр Васильевич</i>	– аспирант, инженер-исследователь, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, chebykin.alexandr@gmail.com
<i>Орлов Алексей Анатольевич</i>	– аспирант, младший научный сотрудник, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, orlov.aleksei@phoi.ifmo.ru
<i>Хайслер Фабиан</i>	– студент, Йенский Университет имени Фридриха Шиллера, Йена, 07737, Германия; стажер-исследователь, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, fabian.heisler@uni-jena.de
<i>Барышникова Ксения Владимировна</i>	– аспирант, инженер-исследователь, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, strekkuku@gmail.com
<i>Белов Павел Александрович</i>	– доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, заведующий лабораторией, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, belov@phoi.ifmo.ru
<i>Alexander V. Chebykin</i>	– postgraduate, research engineer, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, chebykin.alexandr@gmail.com
<i>Alexei A. Orlov</i>	– postgraduate, junior scientific researcher, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, orlov.aleksei@phoi.ifmo.ru
<i>Fabian Heisler</i>	– student, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Jena, 07737, Germany; trainee researcher, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, fabian.heisler@uni-jena.de
<i>Ksenia V. Baryshnikova</i>	– postgraduate, research engineer, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, strekkuku@gmail.com
<i>Pavel A. Belov</i>	– D.Sc., chief research fellow, head of laboratory, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, belov@phoi.ifmo.ru

Принято к печати 09.09.14

Accepted 09.09.14