

ВОЛОКОННЫЙ МИКРОРЕЗОНАТОР ФАБРИ–ПЕРО ДЛЯ СИСТЕМ ОПТИЧЕСКОЙ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ

© 2011 г. Ю. Н. Кульчин, О. Б. Витрик, Е. В. Пустовалов*, А. А. Кучмижак,
А. В. Непомнящий

Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

**Дальневосточный федеральный университет, Владивосток*

E-mail: ku4mijak@mail.dvo.ru

Поступила в редакцию 23.03.2011 г.

Теоретически и экспериментально исследована возможность создания нового вида интерферометрического ближнепольного апертурного зонда для систем ближнепольной оптической микроскопии с применением волоконного микрорезонатора Фабри–Перо с наноразмерной диафрагмой, сформированной в одном из его выходных зеркал. Теоретически и экспериментально показано, что метод обеспечивает пространственное разрешение не хуже чем $\lambda/30$.

Современный уровень развития микро- и наноэлектроники, физики наноструктур, микробиологии требует наличия методов, позволяющих проводить как анализ топографии поверхности объекта исследований, так и его модификацию с нанометровым пространственным разрешением. Возможности традиционной оптической микроскопии ограничены фундаментальным дифракционным пределом, поэтому предельное разрешение этой техники не может превышать 200–400 нм. В настоящее время сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия (СБОМ) является интенсивно развивающейся техникой изучения топографии и оптических свойств различных наноструктур с пространственным разрешением, значительно превышающим дифракционный предел. Разработанные в настоящее время системы СБОМ, хотя и уступают в разрешающей способности аналогичным методикам сканирующей микроскопии, использующим для получения топографических изображений поверхности нерадиационные поля (атомно-силовая или туннельная микроскопия), однако не требуют для работы вакуума и проводящих образцов. Эти системы позволяют проводить исследования в области локальной спектроскопии микробиологических (органические молекулы, вирусы) [1, 2] и полупроводниковых объектов (квантовых точек, ям, нитей и т.д.) [3, 4], нанолитографии, а также исследования и модификации поверхностных структур для сверхплотной записи информации с пространственным разрешением менее 100 нм [5, 6].

В основу наиболее распространенной модификации методов СБОМ положен принцип регистрации фотоприемным устройством интенсивности светового излучения, сформированного сканирующим апертурным зондом и рассеянного

микронеровностями исследуемого объекта [3]. Обычно зонд выполняется в виде сильно сужающегося по направлению к выходному торцу оптического волновода с кварцевой сердцевиной, покрытой металлической оболочкой. В этом случае дифракционное ограничение оптических систем удается преодолеть за счет локализации части мощности светового излучения в окрестности субволновой выходной апертуры зонда в виде эванесцентного поля. Как правило, диаметр выходной апертуры зонда, определяющий разрешающую способность систем СБОМ, не делается меньшим, чем $\lambda/10$, где λ – длина волны используемого излучения. В противном случае затухание световой мощности на запредельном участке волновода становится чрезмерно большим и чувствительность фотоприемных устройств оказывается недостаточной для регистрации малых вариаций интенсивности рассеянного на микронеровностях планарного рельефа излучения [3]. Таким образом, недостаточная чувствительность используемого метода регистрации накладывает ограничение на минимальный размер выходной апертуры зонда и соответственно на пространственное разрешение апертурных систем СБОМ.

Известно, что использование в измерительных системах интерферометрических принципов регистрации вместо амплитудных приводит к значительному увеличению чувствительности [7]. Поэтому представляется целесообразным увеличить чувствительность и, как следствие, разрешающую способность апертурных методов сканирующей ближнепольной оптической микроскопии за счет регистрации фазовых изменений направляемого по зонду излучения, возникающих вследствие взаимодействия формируемого им эванесцентного поля с тестовым объектом. Од-

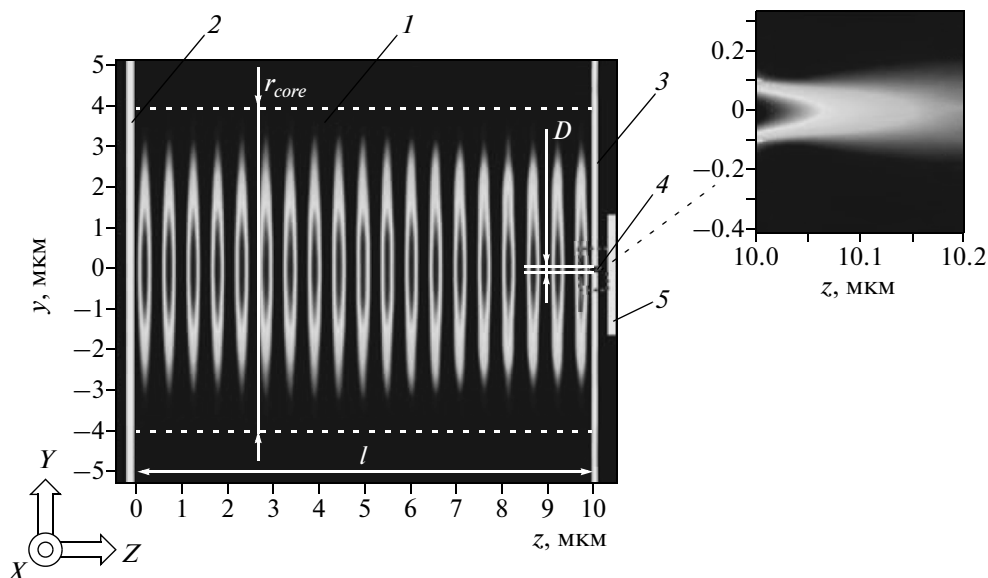


Рис. 1. Схематическое изображение волоконного резонатора с наноразмерной диафрагмой: 1 – оптический волновод, 2, 3 – зеркала резонатора, 4 – выходная диафрагма, 5 – внешний тестовый объект. Распределение электрической компоненты E_x в волоконном резонаторе Фабри–Перо (а) и вблизи выходной диафрагмы (б) диаметром $D = \lambda/15$ показано в виде изолиний.

ним из наиболее чувствительных типов интерферометров, способных регистрировать предельно малые фазовые изменения оптического излучения, является интерферометр Фабри–Перо. В связи с этим целью настоящей работы является исследование возможности использования в системах СБОМ апертурного зонда на основе волоконно-оптического интерферометра Фабри–Перо.

В настоящей работе рассматривается зонд в виде интерферометра Фабри–Перо (рис. 1а), резонатор которого образован отрезком цилиндрического волоконного световода (ВС) со ступенчатым профилем показателя преломления, на торцевые поверхности которого нанесены зеркальные покрытия. В одном из зеркал формируется наноразмерная диафрагма, представляющая субволновой световой источник излучения. При использовании такой схемы зонда предполагается, что фазовые изменения излучения в резонаторе интерферометра, обусловленные взаимодействием локализованного светового поля на выходе из наноразмерной диафрагмы с внешним объектом, должны приводить к сдвигу резонансных частот в интерферометре Фабри–Перо, по величине которого можно будет определять расстояние между диафрагмой и внешним тестовым объектом.

Для исследования этой возможности использовали конечно-разностный метод во временной области (*finite-difference time domain*) [8]. Данный метод продемонстрировал свою эффективность при расчете параметров электромагнитного поля в оптических средах с субволновыми неоднород-

ностями, в том числе в апертурных [9] и безапертурных зондах [10]. В настоящей работе данный метод применялся для системы “интерферометрический зонд – внешний объект”. Полагается, что оптическая сердцевина ВС, входящего в состав зонда, имеет диаметр $d_{core} = 8$ мкм и показатель преломления $n_1 = 1.473$, а оболочка имеет бесконечный диаметр и показатель преломления $n_2 = 1.469$. Зеркальные покрытия торцов ВС выполняются в виде золотых пленок толщиной 100 нм. Возбуждение резонатора осуществляется источником излучения с длиной волны $\lambda = 1.55$ мкм и шириной спектра $\Delta\lambda = 0.1$ мкм, что предполагает возбуждение в сердцевине ВС единственной поперечной моды [11]. При выполнении расчетов полагается, что внешний тестовый объект (5, рис. 1) имеет гладкую поверхность и формируется идеальным электрическим проводником, в связи с чем компонента электрического поля E_x на границе с ними принимается равной нулю. Для задания частотной зависимости проводимости золота, использующегося для изготовления зеркал резонатора (рис. 1а), применяется модель Друде–Лоренца [12]. При этом для уменьшения времени вычислений и обеспечения достаточной точности и устойчивости используемого алгоритма при моделировании рассматривается случай предельно короткого плоскопараллельного оптического резонатора ($L = 10$ мкм).

На рис. 1 представлены результаты расчетов распределения E_x компоненты электрического поля в таком резонаторе (рис. 1а) и на выходе субволновой диафрагмы (рис. 1б), полученные при

ширине диафрагмы $D = \lambda/15$. Как видно из представленных рисунков, излучение проникает сквозь выходное зеркало в области субволновой диафрагмы, что обеспечивает его взаимодействие с внешним объектом. Это приводит к фазовым изменениям световой волны и, как следствие, сдвигу резонансной частоты интерферометра.

На рис. 2 представлены результаты расчета зависимости относительного смещения резонансных длин волн $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ интерферометра Фабри–Перо от расстояния между зондом и внешним объектом для диафрагм с диаметром $D = 5\lambda$ (кривая 1), $D = \lambda/15$ (кривая 2) и $D = \lambda/30$ (кривая 3). Видно, что в случае малых размеров диафрагмы прямая пропорциональность между величинами $\Delta\lambda/\lambda$ и h/l сохраняется только для малых расстояний h , сравнимых с величиной D , когда эванесцентное поле взаимодействует с внешним объектом и происходит трансформация нераспространяющихся мод в излучательные. При дальнейшем увеличении h , по мере того, как объект выходит из зоны воздействия эванесцентного поля, крутизна зависимости $\Delta\lambda/\lambda$ (h/l) постепенно уменьшается и становится равной нулю при $h \gg D$. В случае диафрагмы с диаметром, сравнимым с размером оптической сердцевины ВС, зависимость $\Delta\lambda/\lambda$ (h/l) остается линейной (кривая 3). Такое поведение расчетной кривой можно объяснить следующим: диафрагма с большой шириной практически не влияет на пространственное распределение мод в резонаторе, сконцентрированных в его сердцевине. В этом случае резонатор (рис. 1а) будет образован входным зеркалом интерферометра и внешним тестовым объектом, причем изменение положения объекта просто приводит к изменению длины такого резонатора. Такая модель допускает выполнение простейшего аналитического расчета [12], который показывает, что $\Delta\lambda/\lambda = h/n_1l$ и полностью совпадает с результатами, полученными численным методом. Крутизна линейного участка $\alpha = l \cdot n_1/\lambda \cdot \delta\lambda/h$ зависимости $\Delta\lambda/\lambda$ (h/l), определяющая чувствительность зонда к продольному перемещению объекта в зоне действия субволнового источника, изменяется от $\alpha_1 = 0.7$, в случае большого диаметра диафрагмы (кривая 3), до $\alpha_3 = 0.15$, в случае $D = \lambda/30$ (кривая 1).

Если в резонаторе Фабри–Перо использовать зеркальные покрытия с $R \sim 1$, в нем будет сформирована предельно контрастная картина интерференционных максимумов, причем наличие в одном из таких зеркал диафрагмы шириной $D \ll \lambda$, как это подтверждают результаты численных расчетов, не приводит к уширению этих максимумов. В таких условиях принципиально возможно зарегистрировать любой предельно малый сдвиг резонансной длины волны. Однако ввиду погло-

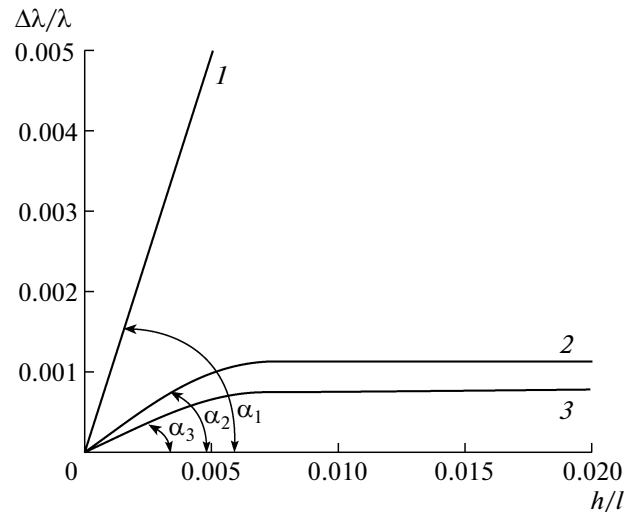


Рис. 2. Зависимость относительного сдвига резонансной длины волны $\Delta\lambda/\lambda$ от относительного изменения расстояния между интерферометром и внешним тестовым объектом h/l для различных диаметров D диафрагм: 1 – $D = 5\lambda$, 2 – $D = \lambda/15$, 3 – $D = \lambda/30$.

щения света в зеркалах интерферометра $R < 1$ и добротность интерферометра Q является конечной величиной. Это ограничивает, согласно критерию Рэлея [12], минимально разрешимое смещение резонансного максимума $\delta\lambda_{\min}$ интерферометра. Исходя из этого критерия, несложно показать, что продольное разрешение предлагаемого метода можно оценить величиной $h_{\min} = n_1l/\alpha Q$. Из этого выражения и представленных выше результатов следует, что продольное разрешение порядка $\lambda/30$ может быть достигнуто, если добротность интерферометра Q будет превышать 2500. Такую добротность можно обеспечить экспериментально даже с использованием тонкопленочных металлических зеркал.

Для проверки полученных при численном моделировании результатов был сконструирован макет ближнепольного оптического зонда на основе волоконно-оптического резонатора Фабри–Перо. Зонд формируется отрезком стандартного двухслойного волоконного световода ($l = 7$ мм, $r_{\text{core}} = 8$ мкм, $n_{\text{core}} = 1.473$, $n_{\text{clad}} = 1.4677$), на торцевые поверхности которого методом вакуумного ионного напыления наносятся тонкие металлические пленки.

При выборе толщины напыляемой пленки d исходили из необходимости достижения высокой добротности резонатора, что обеспечивается увеличением коэффициентов отражения зеркал R и, как следствие, толщины отражающих покрытий. При этом наибольшая толщина пленки необходима в случае выходного зеркала резонатора для устранения возможного проникновения излуче-

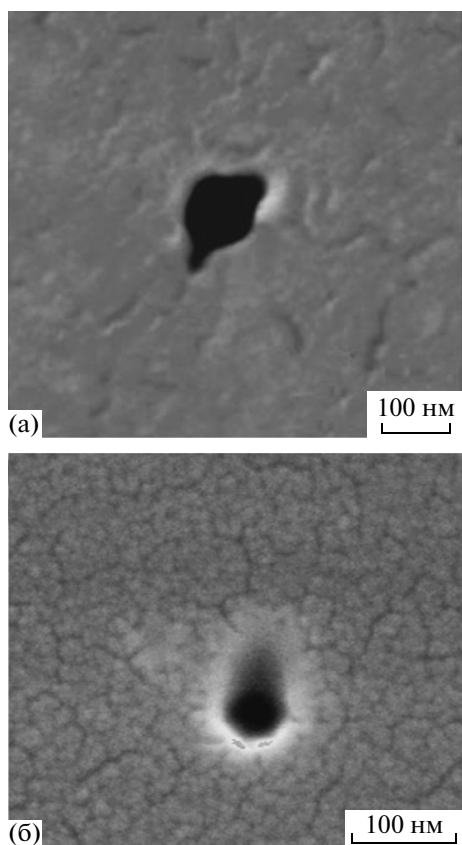


Рис. 3. Электронное изображение диафрагм, сформированных методом ионно-лучевого травления и имеющих разные диаметры D : а – $D = \lambda/15$, б – $D = \lambda/30$.

ния через покрытие вне области субволновой диафрагмы, что в свою очередь могло бы привести к неверной интерпретации сдвигов резонансных максимумов. Однако чрезмерное увеличение толщины покрытия может привести к возрастанию потерь мощности излучения в резонаторе, а следовательно, к ограничению величины Q . Поэтому в качестве компромиссного решения на входном торце ВС была сформирована пленка толщиной $d_1 = 45$ нм, а на выходном – пленка немного большей толщины – $d_2 = 80$ нм. Как показывают эксперименты, такое решение обеспечивает добротность $Q \sim 0.51 \times 10^5$, достаточную для измерения малых сдвигов резонансных длин волн волоконного резонатора, а также полностью исключает возможное паразитное взаимодействие излучения с тестовым объектом помимо области субволновой диафрагмы.

Субволновые диафрагмы в форме окружности (рис. 3) в выходном зеркале резонатора изготавливаются методом ионно-лучевого травления (Carl Zeiss Cross Beam 1540-ESB). Форму таких диафрагм стремились приблизить к круговой форме выходного отверстия стандартного апертурного зонда, но вследствие технологических трудностей добиться формы идеальной окружно-

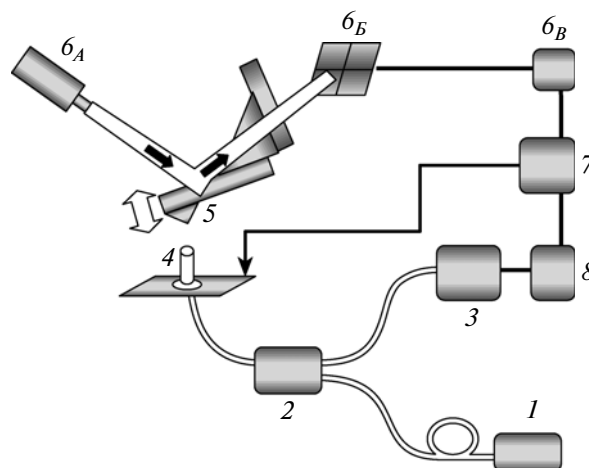


Рис. 4. Схема экспериментальной установки: 1 – полупроводниковый светодиод, 2 – волоконно-оптический 2×1 -разветвитель, 3 – анализатор спектра, 4 – зонд на основе волоконного интерферометра Фабри–Перо, 5 – кантилевер атомно-силового микроскопа, 6 – лазерная система контроля положения кантилевера атомно-силового микроскопа: 6_А – лазерный диод, 6_Б – четырехсекционный фотодетектор, 6_В – система обработки сигнала, 7 – система контроля положения сканирующей системы, 8 – компьютер.

сти и создать диафрагму диаметром $D < 45$ нм не удалось. Поэтому в экспериментальной установке (рис. 4) для обеспечения высокого значения отношения λ/D в качестве источника излучения применили полупроводниковый светодиод с центральной длиной волны $\lambda_c = 1553$ нм.

При исследовании зависимости относительного смещения резонансных длин волн интерферометра Фабри–Перо от расстояния между зондом и внешним тестовым объектом использовали в качестве такого тестового объекта суженный волоконный световод с радиусом кривизны наколенника порядка 300 нм. Данный радиус достаточно велик по сравнению с величиной D , поэтому при центральном положении тестового объекта относительно диафрагмы его поверхность можно считать почти плоской, как это предполагалось в численной модели.

На рис. 5 представлены результаты измерения экспериментальной зависимости относительного смещения резонансных длин волн интерферометра Фабри–Перо от расстояния между зондом и внешним объектом для диафрагм с диаметрами $D = \lambda/15$ (кривая 2) и $D = \lambda/30$ (кривая 3). Для сравнения приведена зависимость $\Delta\lambda/\lambda(h/l)$, полученная экспериментально для случая диафрагмы большого диаметра. Поскольку длина резонатора, используемого при проведении экспериментов, существенно превышала длину резонатора, рассматриваемого в численной модели, совместить экспериментальные и расчетные кривые на одном рисунке не представляется возможным. Тем не

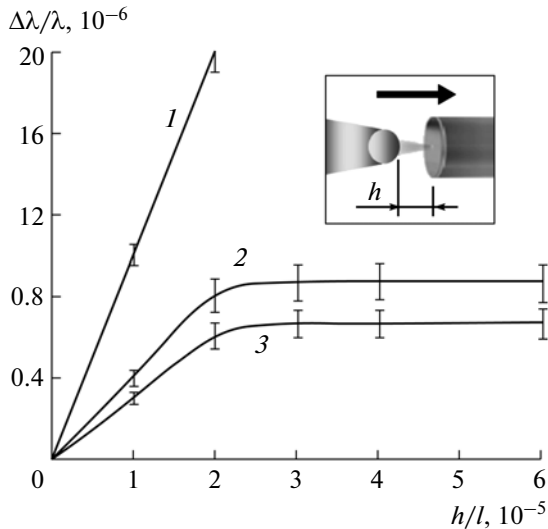


Рис. 5. Экспериментальная зависимость величины относительного сдвига резонансного максимума интерферометра Фабри–Перо ($\Delta\lambda/\lambda$) от относительного изменения расстояния (h/l) между субволновой диафрагмой и внешним объектом при различных диаметрах D диафрагм: $D = 5\lambda$ (1), $D = \lambda/15$ (2), $D = \lambda/30$ (3).

менее из сравнения данных и представленных на рис. 2, 5, видно, что характер экспериментальных кривых соответствует характеру кривых, полученных численным методом. Однако крутизна линейного участка экспериментальной зависимости превышает полученные численным методом значения для интерферометров на основе ВС приблизительно в 1.7 раза для одинаковых значений D . Данный факт, по-видимому, можно объяснить отличием свойств материала экспериментального тестового объекта от свойств рассматриваемого в численной модели идеального проводника.

При исследовании предельного разрешения метода в качестве внешнего тестового объекта использовался кремниевый кантилевер атомно-силового микроскопа (АСМ) (Pacific Nanotechnology P-MAN-SICT-0) с известным топографическим профилем, представленным на рис. 6 (кривая 1). На рис. 6 приведены результаты сканирования наконечника кантилевера интерферометром с диафрагмой диаметром $D = \lambda/30$ в режиме постоянной высоты при расстоянии h между внешним объектом и диафрагмой менее 5 нм. Видно, что топографический профиль, восстановленный по сигналу интерферометра Фабри–Перо, соответствует профилю объекта, полученного методом АСМ. Согласно представленным данным, латеральное разрешение метода, определяемое разницей между 10 и 90%-ным уровнем от максимального сигнала, достигает значения ~ 45 нм, что приблизительно соответствует диаметру используемой при сканировании диафрагмы.

Таким образом, теоретически и экспериментально показана возможность создания апертур-

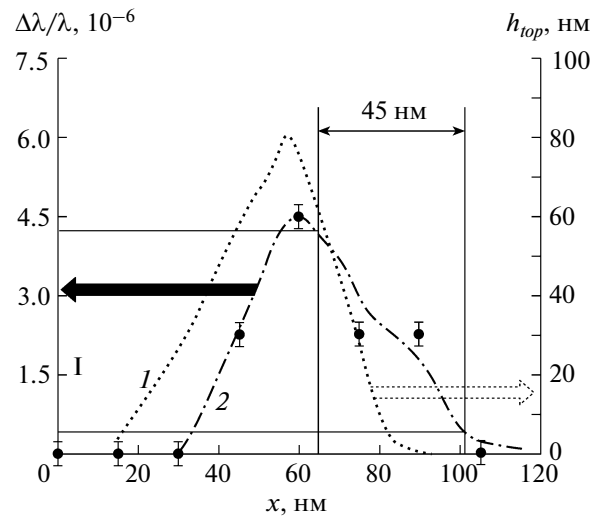


Рис. 6. Результаты исследования профиля наконечника кантилевера: 1 – топографический профиль, полученный при помощи атомно-силового микроскопа, 2 – профиль кантилевера, восстановленный по величине смещения резонансных максимумов в интерферометрическом зонде.

ного сканирующего зонда для систем апертурной ближнепольной оптической микроскопии на основе волоконно-оптического резонатора Фабри–Перо. Разработан метод, позволяющий получить латеральное и вертикальное разрешение не хуже 45 нм, что соответствует значению $\lambda/34$ при длине волны $\lambda = 1550$ нм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mannelquist A., Iwamoto H., Gabor S., Zhifeng S. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. № 14. P. 2076.
2. Weiss S. // Science. 1999. V. 283. P. 1676.
3. Hecht B., Sick B., Wild U.P. et al. // J. Chem. Phys. 2000. V. 112. P. 7765.
4. Matsuda K., Saiki T., Saito H., Nishi K. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. № 1. P. 73.
5. Leen J.B., Hansen P., Cheng Y. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 073111.
6. Sendur K., Peng C., Challener W. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 043901.
7. Born M., Wolf E. Principles of Optics. Oxford: Pergamon Press, 1969.
8. Taflove A., Hagness S.C. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. London: Artech House, 2000. P. 67.
9. Krug J.T.I., Sanchez E.J., Xie X.S. // J. Chem. Phys. 2002. V. 116. P. 10 89510.
10. Malcolm N.P., Heltzel A.J., Sokolov K.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 193101.
11. Snyder A., Love J. Optical Waveguide Theory. Moscow: Radio i Svyaz', 1987.
12. Johnson P.B., Christy R.W. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. P. 4370.