

07

## Субволновое изображение в сверхлинзе плазмонных наносфер

© К.Р. Симовский, С.А. Третьяков, А.Ј. Viitanen

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Россия

Helsinki University of Technology, P.O. Box 3000, FI-02015 TKK, Finland

E-mail: simovsky@phoi.ifmo.ru

В окончательной редакции 25 сентября 2006 г.

Рассмотрена структура, состоящая из двух решеток серебряных или золотых наносфер. Показано, что она может быть использована в качестве сверхлинзы, позволяющей получить субволновое изображение точечного источника и субволновое разрешение двух источников на волновом расстоянии от них.

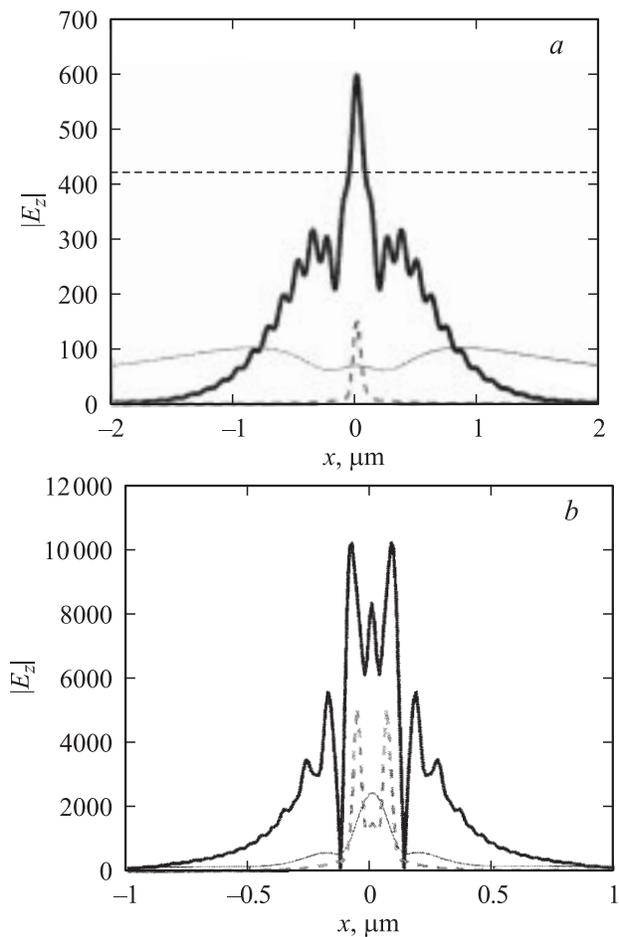
PACS: 78.20.-e

Десятки работ, среди которых есть как сугубо теоретические [1,2], так и экспериментальные [3], доказывают, что распространение волноводных мод в диапазоне  $0.4\text{--}0.7\ \mu\text{m}$  вдоль цепочек металлических наносфер диаметром  $50\text{--}60\ \text{nm}$  и менее является субволновым в том смысле, что энергия моды сосредоточена вокруг сфер в узкой цилиндрической области, диаметр сечения которой меньше длины волны. В данной статье рассмотрена возможность получения на основе таких цепочек так называемой сверхлинзы. Сверхлинзой называется структура, обладающая свойством экспоненциально усиливать поля высоких пространственных частот (Pendry, [4]). Таким образом, экспоненциальное затухание нераспространяющихся (эванесцентных) волн на пути от источника света до сверхлинзы и от нее до точки наблюдения может быть скомпенсировано их возрастанием внутри сверхлинзы [4–6]. Поэтому можно сформировать и измерить ближнепольное изображение в дальней зоне источника, что не противоречит закону сохранения энергии [4–6]. По данному направлению, хотя оно появилось недавно, уже существует огромная литература. Так, субволновые изображения антенн диапазона СВЧ в дальней зоне получены экспериментально в целом ряде работ, например, в [7–10]. Однако в диапазоне видимого света успешным был только эксперимент группы Фанга (Fang, [11]), когда

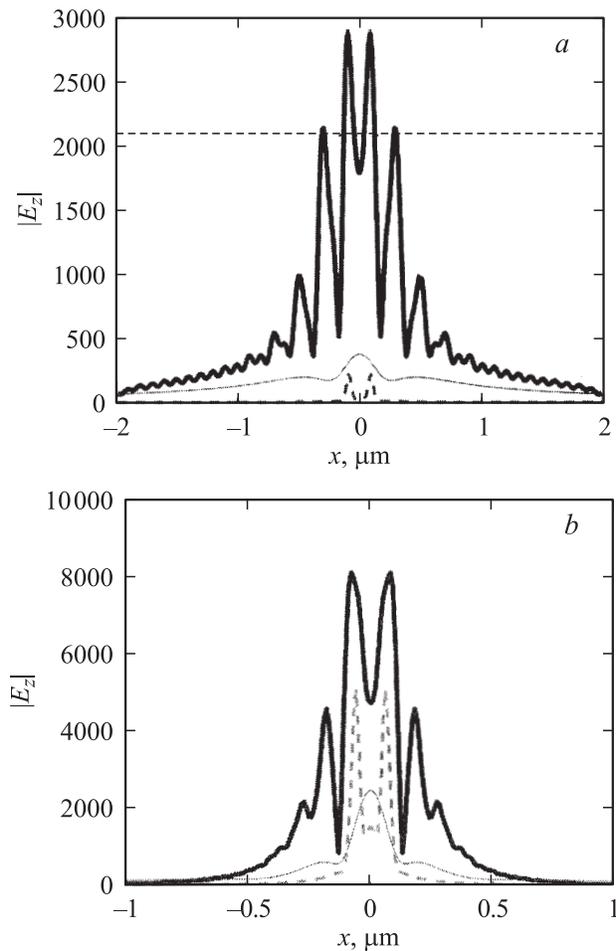
за счет специально отполированного серебряного слоя толщиной 35 nm (так называемая *room-temperature superlens* [5,6]) удалось вдвое (до 60 nm) повысить разрешение точечных источников на расстоянии одной пятой длины волны ( $380/5 = 74$  nm) от них. Отметим, что в теоретических работах, где рассматривается проблема пространственного сверхразрешения в оптике дальнего поля, в качестве сверхлинзы предлагается использовать либо серебряные слои [5,6], либо так называемые среды Веселаго (среды с  $\varepsilon < 0$ ,  $\mu < 0$ ). Для реализации сред Веселаго необходим искусственный магнетизм. В оптическом диапазоне он может быть получен в решетке из групп (например, пар) близкорасположенных плазмонных (серебряных или золотых) наносфер (например, [12]). Как в средах Веселаго, так и в слоистых сверхлинзах удельное содержание металла очень велико, а потому диссипативные потери тоже будут весьма велики. Получить этим путем сверхразрешение на достаточно больших расстояниях (хотя бы даже  $\lambda/2$ ) будет нелегко.

Мы предлагаем другой путь. Как было показано в [13] и экспериментально проверено в [14,15], сверхлинза может быть реализована на основе всего двух решеток, поддерживающих на данной частоте конечный спектр нераспространяющихся волн. На каждой из этих пространственных частот (достаточно высоких, чтобы содержать субволновую информацию об источнике) собственные колебания в решетке, освещенной источником (см. рис. 1), возбуждаются слабее, а в задней решетке „линзы“ сильнее (эффект слабосвязанных осцилляторов). Поэтому существует плоскость, в которой получается, хотя и искаженное (*room-temperature* в терминологии Пендри), но пригодное для субволновой локализации изображение источника [13]. Работы [13–15] относятся к диапазону СВЧ. В [16] мы показали, что принцип [13] должен работать и в оптическом диапазоне, где требуемая дисперсия решетки возможна за счет возбуждения плазмонов в цепочке металлических наносфер. Эти волны могут обладать почти нулевой групповой скоростью в некотором конечном диапазоне волновых чисел (на частоте, близкой к плазмонному резонансу сферы [16]). В [16] мы рассмотрели только собственные моды бесконечной цепочки в пренебрежении потерями и предложили саму идею оптической сверхлинзы. В данной работе проведено численное моделирование этой сверхлинзы известным методом дискретных диполей [17] с учетом реальных параметров серебра или золота [18]. Структура состоит из двух конечных цепочек наносфер в однородной среде с показателем преломления  $n = 1.65$ , возбуждаемой одним или двумя точечными диполями (рис. 1). Диспер-





**Рис. 2.** Распределение основной компоненты поля вдоль оси  $X$  в произвольных единицах:  $a$  — серебряные сферы, случай одного дипольного источника;  $b$  — золотые сферы, случай двух диполей. Расстояние от плоскости источников до плоскости изображения в обоих случаях равно  $1.25\lambda$ . Толстая линия — поле в плоскости изображения, тонкая линия — поле источников в той же плоскости (в отсутствие сверхлинзы), пунктирная линия — поле в плоскости, отстоящей на  $\lambda/10$  от источника, разделенное на 100 (серебряные сферы) или на 10 (золотые сферы). Для толстой линии показан уровень 0.707 от максимальной амплитуды.



**Рис. 3.** Распределение основной компоненты поля вдоль оси  $X$  в произвольных единицах для случая, когда достигнуто субволновое разрешение двух диполей:  $a$  — серебряные сферы,  $D = 0.76\lambda$ ,  $b$  — золотые сферы,  $D = 0.55\lambda$ . Толстая линия — поле в плоскости изображения. Тонкая линия — поле источников в той же плоскости (в отсутствие сверхлинзы), пунктирная линия — полное поле на расстоянии  $\lambda/10$  от источника, разделенное на 100 (серебряные сферы) или на 10 (золотые сферы).

от источника) является субволновым. Аналогичный результат был получен и для решетки золотых наносфер при  $\lambda = 368 \text{ nm}$ ,  $a = 45 \text{ nm}$ ,  $b = 30 \text{ nm}$ . Однако субволнового разрешения на расстоянии, большем чем  $\lambda$ , добиться не удалось. Мы исследовали причину этого. Из-за конечности структуры не только нераспространяющиеся волны в полях источников, но и их волновые поля возбуждают собственные колебания „линзы“. Поэтому в высокочастотной части пространственного спектра полного поля появляется член, который соответствует интерферирующим волновым полям источников. Он исчезает, и сверхразрешение „появляется“ и на весьма больших расстояниях, если в программе расчета приравнять нулю волновые члены полей источников. Возбуждение сверхлинзы волновыми полями двух источников приводит к тому, что на расстояниях  $D > \lambda$  при  $X = 0$  имеется субволновой „интерференционный“ максимум поля (см. рис. 2, *b*). Однако, если  $D < \lambda$ , то волновые поля источников в области „линзы“ малы по сравнению с ближнеполевыми членами и субволновое разрешение оказывается возможно. Распределения поля для этого случая представлены на рис. 3, *a* и *b*, где изображения двух точечных источников четко пространственно различимы. Для серебряных сфер (рис. 3, *a*) было выбрано расстояние между источниками  $2L = 160 \text{ nm} = 0.33\lambda$ , прочие расстояния  $d = 2h = 180 \text{ nm}$  и  $D = 360 \text{ nm} = 0.76\lambda$ . Для золотых сфер (рис. 3, *b*)  $2L = 120 \text{ nm} = 0.33\lambda$ ,  $d = 2h = 100 \text{ nm}$ ,  $D = 200 \text{ nm} = 0.55\lambda$ .

Итак, результаты данной работы доказывают возможность субволнового разрешения источников видимого света в волновой зоне, а потому являются шагом вперед по сравнению с известными работами [6,11], в которых субволновое разрешение было теоретически предсказано только для  $D < \lambda/2$  [6], а экспериментально получено всего лишь для  $D = 0.2\lambda$  [11].

## Список литературы

- [1] *Quinten M., Leitner A., Krenn J. et al.* // *Optical Letters*. 1998. V. 23. P. 1331.
- [2] *Weber W.H., Ford G.W.* // *Phys. Rev. B*. 2004. V. 70. P. 125429.
- [3] *Sweatlock L.A., Maier S.A., Atwater H.A. et al.* // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 71. P. 235408.
- [4] *Блюх К.Ю., Блюх Ю.П.* // *УФН*. 2004. Т. 174. С. 439.
- [5] *Pendry J.B.* // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P. 3966.
- [6] *Anantha Ramakrishna S., Pendry J.B.* // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 67. P. 201101.

- [7] *Parimi P.V.* // Nature. 2003. V. 426. P. 404.
- [8] *Loschialpo P.F., Smith D.L., Forester D.W.* et al. // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. P. 025602.
- [9] *Belov P.A., Hao Y., Sudhakaran S.* // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 033108.
- [10] *Ikonen P., Belov P.A., Simovski C.R.* et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 71. P. 073102.
- [11] *Fang N.* // Science 2005. V. 308. P. 534.
- [12] *Grigorenko A.N., Geim A.K., Gleason H.F.* et al. // Nature. 2005. V. 438. P. 335.
- [13] *S.I. Maslovski, Tretyakov S.A.* // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. P. 4241.
- [14] *S.I. Maslovski, Tretyakov S.A., Alitalo P.* // J. Appl. Phys. 2004. V. 96. P. 1293.
- [15] *Freire M.J., Marqués R.* // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. P. 182505.
- [16] *Simovski C.R., Viitanen A.J., Tretyakov S.A.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 066606.
- [17] *Еремен Ю.А., Свешников А.Г.* Метод дискретных источников в задачах электромагнитной дифракции. М.: Изд-во МГУ, 1992.
- [18] *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. P. 4370.