

*Н. П. СТОГНИЙ, канд. физ.-мат. наук, Н. К. САХНЕНКО, д-р физ.-мат. наук,  
А. М. ТИТАРЕНКО, канд. физ.-мат. наук*

## РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА «СВЕТЛЫХ» ПЛАЗМОНОВ КОНЕЧНОЙ ЛИНЕЙНОЙ ЦЕПОЧКИ НАНОПРОВОДОВ ИЗ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

### Введение

Наноплазмоника – быстро развивающееся направление современной науки, изучающее оптические свойства металло-диэлектрических систем, в которых возможно возбуждение поверхностных или локализованных плазмонов [1, 2]. Благодаря плазмонам мы получаем электромагнитную волну оптического диапазона частот, но с наноразмерной длиной. Это является стимулом для использования плазмонных эффектов в наноразмерных устройствах [3]. Поэтому исследование распространения плазмонов в различных наноструктурированных средах представляет в настоящее время актуальную и важную практическую задачу.

Спектр поверхностных резонансов наночастиц и соотношения между их эффективностями поглощения и рассеяния зависит от выбора металла, а также от размера, формы и структуры частиц [4, 5]. В приложениях, до недавнего времени, использовались коллоидные смеси химических веществ с золотыми наночастицами сферической формы [6]. Но интенсивное развитие технологий синтеза наночастиц за последние несколько лет [7] предоставило для исследования широкий спектр всевозможных форм наночастиц и наноструктур, таких как наностержни [8], нанопровода [9, 10], наноболочки [11].

Кроме отдельных частиц, большой интерес представляет коллективное поведение взаимодействующих наночастиц с поверхностным резонансом [12]. Если наночастицы или нанонити расположены на таком расстоянии, что их поля взаимодействуют, то плазмонные резонансы можно рассматривать как результат гибридизации плазмонов уединенных частиц, а их частоты и амплитуды могут существенно варьироваться [13, 14]. Более того, если составляющие наноэлементы образуют некоторую упорядоченную структуру, например периодическую, то в дополнение к плазмонным резонансам возбуждаются еще и решеточные резонансы [15, 16], более высокодобротные, чем плазмонные.

Металлические наночастицы с плазмонным резонансом являются объектом интенсивного исследования в силу широчайших возможностей их применения. В настоящее время явление поверхностного плазмонного резонанса используется в различных сенсорах (датчиках) для исследования параметров сред [17, 18], в средствах беспроводной передачи информации [19 – 21], спайзерах [22, 23] и т.д.

В статье [24] были найдены гибридные плазмонные резонансы конечной линейной цепочки металлических нанопроводов из строгого решения задачи на собственные значения. В явном виде получены системы алгебраических уравнений для всех классов симметрий плазмонных мод. Детально изучены механизмы гибридизации поверхностных плазмонов, исследованы пространственные распределения их полей, спектральные характеристики и добротности. Показано, что продольные синфазные и поперечные противофазные плазмоны относятся к «ярким», а остальные найденные плазмоны являются «темными».

В данной работе рассмотрены резонансные свойства «светлых» локализованных плазмонов конечной линейной цепочки нанопроводов из благородных металлов, а именно – изучены возможности сильной концентрации поля на участках, много раз меньших длины волны. Также исследовано влияние окружающей среды на плазмонные резонансы в линейной цепочке, что важно для сенсорных приложений.

## Постановка задачи и ее решение

Рассматривается линейная цепочка из произвольного числа  $N$  близко расположенных нанопроводов из благородных металлов. Моделями проводов являются круговые цилиндры бесконечной протяженности радиуса  $a$ , расстояние между которыми  $d$  (рис. 1). Внешняя среда – недиспергирующий диэлектрик с проницаемостью  $\varepsilon_1$ , среда внутри каждого нанопровода описывается диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_2$ , взятой из [25].

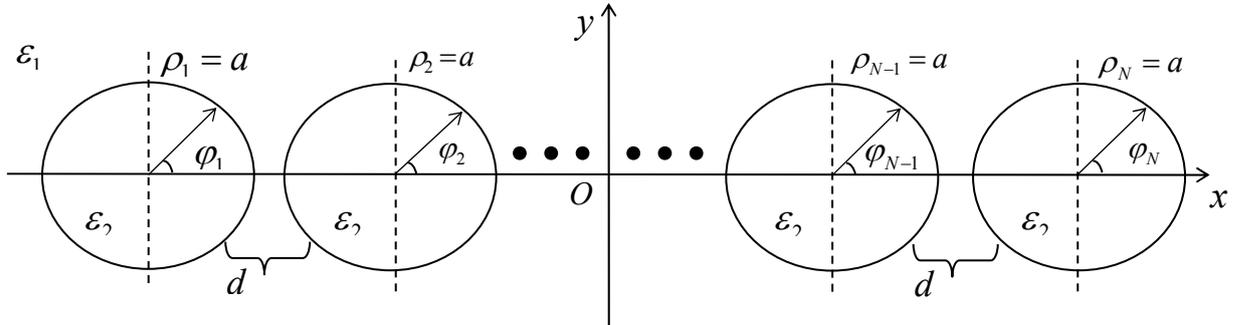


Рис. 1. Геометрия задачи

Введена глобальная полярная система координат  $(\rho, \varphi)$ , связанная с первым цилиндром, а также  $N$  локальных систем полярных координат  $(\rho_q, \varphi_q)$ ,  $q = 1 \dots N$ , связанных с каждым отдельным цилиндром. Также введена глобальная система прямоугольных декартовых координат  $(x, y)$ , центр которой совпадает с центром симметрии структуры (см. рис. 1). Рассматривается задача дифракции плоской волны на данной структуре. Для решения используются уравнения Гельмгольца, которые в каждой из областей решаем методом разделения переменных, представляя прошедшие и отраженные поля в виде:

$$H(\rho, \varphi) = \sum_{q=1}^N \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \bar{A}_s^{(q)} H_s^{(2)}(n_1 k \rho_q) e^{is\varphi_q}, \text{ если } (\rho_q > a), \quad (1)$$

$$H(\rho_q, \varphi_q) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s^{(q)} J_s(n_2 k \rho_q) e^{is\varphi_q}, \text{ если } (\rho_q < a). \quad (2)$$

Здесь  $H - z$  координата перпендикулярно поляризованного магнитного поля. Падающую плоскую волну в данном случае будем представлять в виде

$$H(\rho, \varphi) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} (-i)^s J_s(n_1 k \rho) e^{is(\varphi - \alpha)}, \quad (3)$$

где  $\alpha$  – угол между направлением падения плоской волны и положительным направлением оси  $Ox$ . Применяя теорему сложения для функций Бесселя [26] и граничные условия на каждой границе раздела, получим систему алгебраических уравнений. Подробное решение данной задачи представлено в работах [15, 24].

### Обсуждение результатов

#### Влияние окружающей среды на плазмонные резонансы в линейной цепочке связанных нанопроводов

В данном подпункте рассмотрены конечные цепочки серебряных и золотых нанопроводов, погруженные в среду с показателем преломления  $n_1$ . Исследована чувствительность плазмонных резонансов к изменению свойств окружающей среды. Радиус каждой нанонити  $a = 25$  нм, расстояние между ними  $d$ .

На рис. 2 представлено поперечное сечение рассеяния (ПСР) пары связанных золотых проводов, погруженных в среду с показателем преломления  $n_1 = 1,2$  и  $n_1 = 1,3$ . Направления падения плоской волны и ориентация возбуждаемых дипольных плазмонов показаны на вставках. Смещение резонансной длины волны  $\lambda$  для поперечного противофазного плазмона

превосходит соответствующую величину для продольного синфазного плазмона и достигает максимума, когда расстояние между проводами примерно равняется длине волны. В этом случае изменение показателя преломления на величину 0,1 от значения 1,2 до значения 1,3 смещает резонансную длину волны продольного синфазного плазмона на 4 нм (с  $\lambda = 525$  нм до  $\lambda = 529$  нм), а поперечного противофазного плазмона – на 5 нм (с  $\lambda = 528$  нм до  $\lambda = 533$  нм). Смещение резонансной длины волны плазмонов для связанных нанопроводов сравнивалось с резонансной длиной волны плазмона изолированного провода.

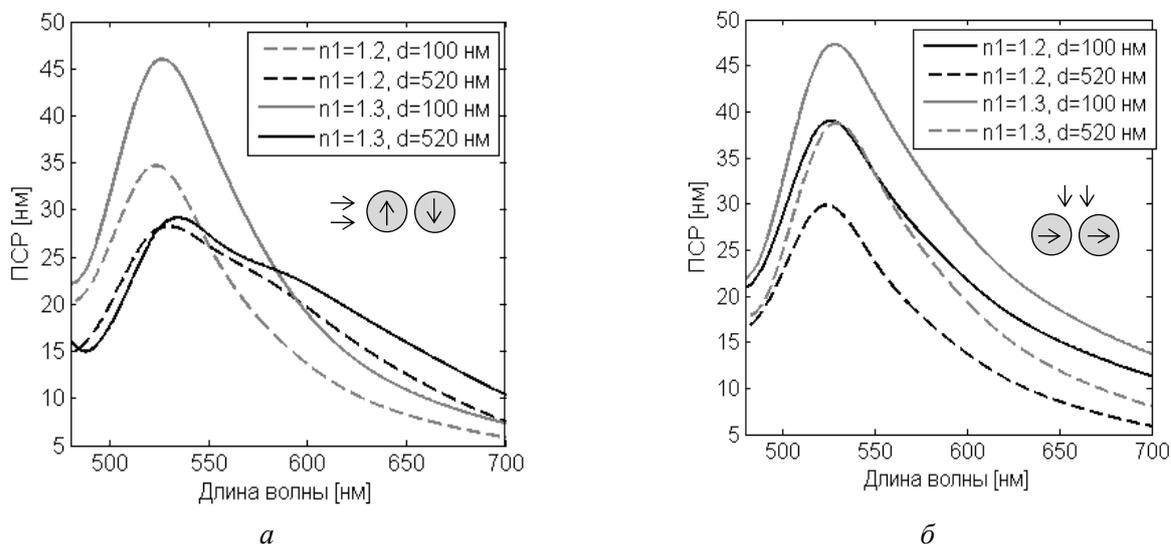


Рис. 2. ПСП пары связанных золотых нанопроводов для разных значений показателя преломления внешней среды ( $a = 25$  нм,  $d = 100$  нм или  $d = 520$  нм)

На рис. 3 аналогичные результаты приведены для пары серебряных нанопроводов. Максимальный сдвиг плазмонного резонанса происходит, когда нанопровода расположены на расстоянии длины волны  $\approx 350$  нм. В этом случае изменение показателя преломления на величину 0,1 от значения 1,2 до значения 1,3 смещает резонансную длину волны продольного синфазного плазмона на 6 нм (с  $\lambda = 357$  нм до  $\lambda = 363$  нм), а поперечного противофазного плазмона – на 8 нм (с  $\lambda = 352$  нм до  $\lambda = 360$  нм). Очевидно, что наибольшей чувствительностью к изменению свойств внешней среды обладает поперечный противофазный плазмон пары серебряных нанопроводов. Чувствительность этого плазмона к изменению свойств внешней среды увеличивается с ростом числа проводов в цепочке.

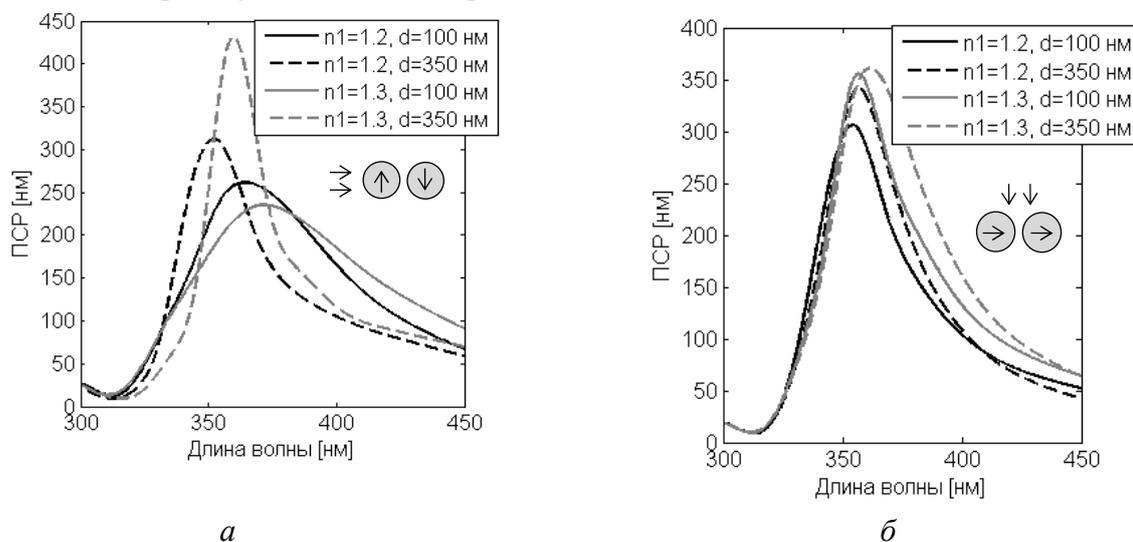


Рис. 3. ПСП пары связанных серебряных нанопроводов для разных значений показателя преломления внешней среды ( $a = 25$  нм,  $d = 100$  нм или  $d = 350$  нм)

На рис. 4 представлены ПСР линейной цепочки связанных серебряных проводов. При изменении показателя преломления внешнего пространства на величину 0,1 отмечается разность смещения длины волны продольного синфазного плазмона на 7 нм в цепочке из четырех проводов и на 9 нм – в цепочке из шести проводов, в то время как поперечный противозначный плазмон смещается на 9 нм в цепочке из четырех проводов и на 11 нм – в цепочке из шести проводов.

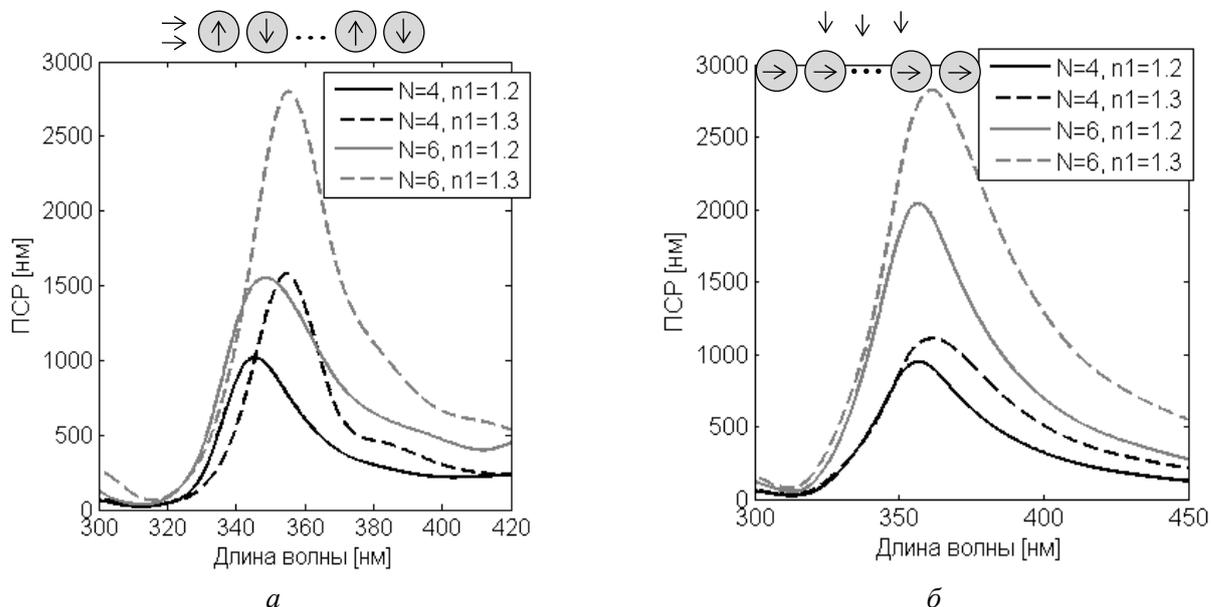


Рис. 4. ПСР линейной цепочки связанных серебряных проводов для разных значений показателя преломления внешней среды ( $a = 25$  нм,  $d = 350$  нм)

#### Участки сильной концентрации поля линейной цепочки серебряных нанопроводов

В зазоре между парой и более нанопроводов на плазмонных резонансах можно достичь сильной концентрации ближнего поля в десятки раз выше, чем вблизи уединенного провода (см. рис. 5, а). В данном подпункте рассматривается зависимость интенсивности магнитного поля конечной линейной цепочки серебряных проводов от расстояния между ними. Радиус каждого провода  $a = 25$  нм, показатель преломления внешнего пространства –  $n_1 = 1$ .

Для исследования рассматривались такие значения расстояний между проводами:  $d = 5$  нм,  $d = 12,5$  нм,  $d = 25$  нм и  $d = 40$  нм. Направления падения плоской волны показаны на вставках. Рассматривались длины волн, соответствующие плазмонным резонансам.

На рис. 5 представлено распределение модуля  $z$  – координаты ближнего поля, нормированного амплитудой падающей волны, уединенного провода и пары связанных серебряных проводов, погруженных в среду с показателем преломления  $n_1 = 1$ .

С уменьшением расстояния между проводами увеличивается интенсивность и степень концентрации поля в зазоре. На расстоянии  $d = 40$  нм наблюдается увеличение концентрации поля в 23 раза, а на расстоянии  $d = 5$  нм – в 67 раз по сравнению со случаем уединенного провода.

На рис. 6 аналогичные результаты приведены для пары серебряных нанопроводов при падении плоской волны перпендикулярно оси  $Ox$ . В этом случае также наблюдается увеличение концентрации поля при уменьшении расстояния между проводами, но такие поля менее локализованы.

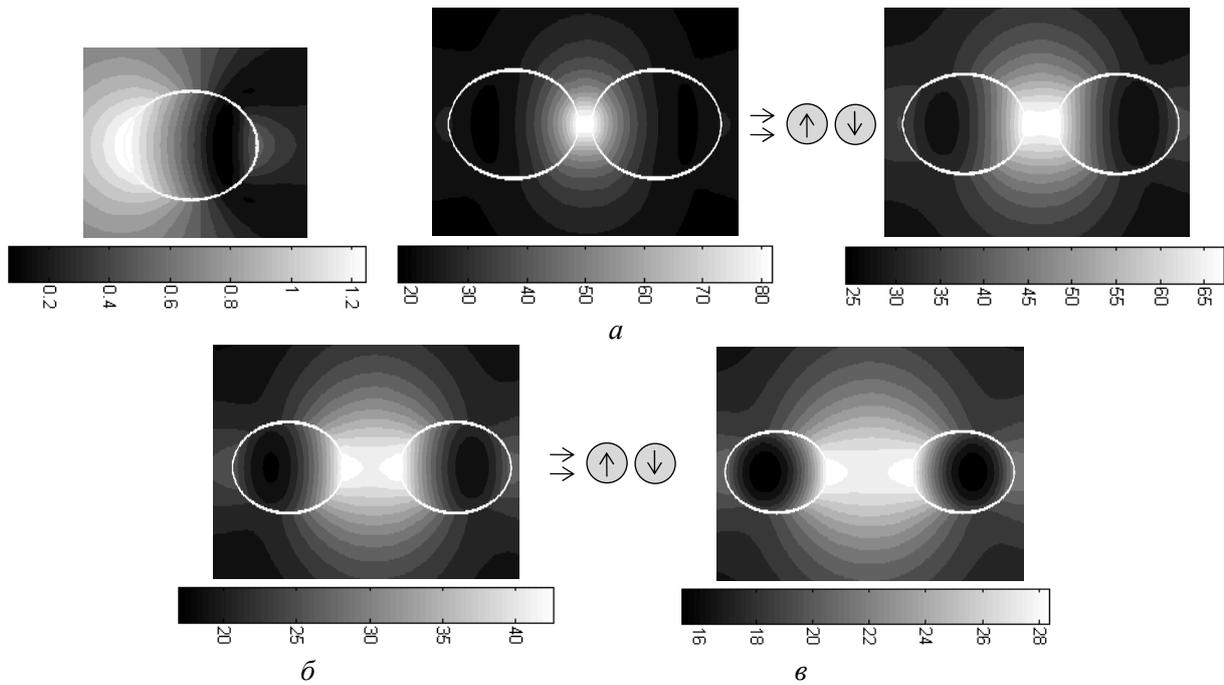


Рис. 5. Распределение модуля  $z$ -координаты магнитного поля, нормированного амплитудой падающей волны:  $a$  – уединенного провода ( $\lambda = 344$  нм),  $b$  – пары связанных серебряных проводов ( $b$  –  $d = 5$  нм,  $\lambda = 341$  нм;  $в$  –  $d = 12,5$  нм;  $\lambda = 367,5$  нм;  $г$  –  $d = 25$  нм;  $\lambda = 358$  нм;  $д$  –  $d = 40$  нм,  $\lambda = 354,5$  нм) для разного расстояния между ними ( $n_1 = 1$ )

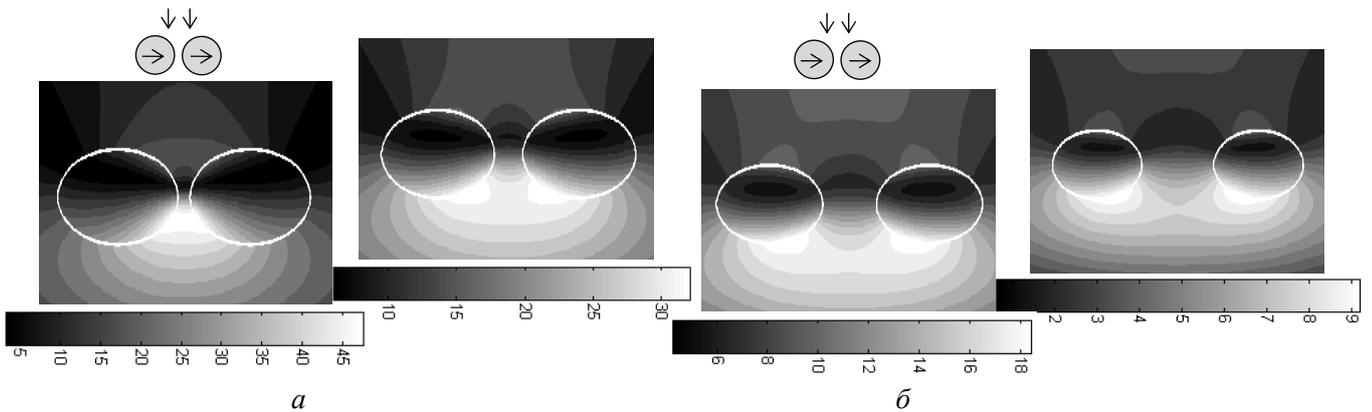


Рис. 6. Распределение модуля  $z$ -координаты магнитного поля, нормированного амплитудой падающей волны, пары серебряных проводов ( $n_1 = 1$ ) для разного расстояния между ними:  $a$  –  $d = 5$  нм,  $\lambda = 341$  нм;  $b$  –  $d = 12,5$  нм,  $\lambda = 367$  нм;  $в$  –  $d = 25$  нм,  $\lambda = 357$  нм;  $г$  –  $d = 40$  нм,  $\lambda = 353$  нм

На рис. 7 представлено распределение модуля  $z$ -координаты нормированного магнитного поля цепочки связанных серебряных проводов, расстояние между которыми равняется 5 нм. Видим, что с возрастанием количества проводов в цепочке происходит дальнейшее увеличение концентрации поля, причем положение участка сильной концентрации зависит от числа проводов в цепочке.

На рис. 8,  $a, б$  приведены распределения дифрагированных нормированных полей в дальней зоне для двух различных расстояний между серебряными проводами:  $d = 100$  нм и  $d = 350$  нм, радиус проводов  $a = 25$  нм. Частота падающего поля совпадает с соответствующим плазмонным резонансом. Направление падения плоской волны показано на вставке. При увеличении числа проводов в цепочке наблюдается концентрация поля в узкий волновой пучок, при этом с уменьшением расстояния уменьшаются боковые и задний лепестки.

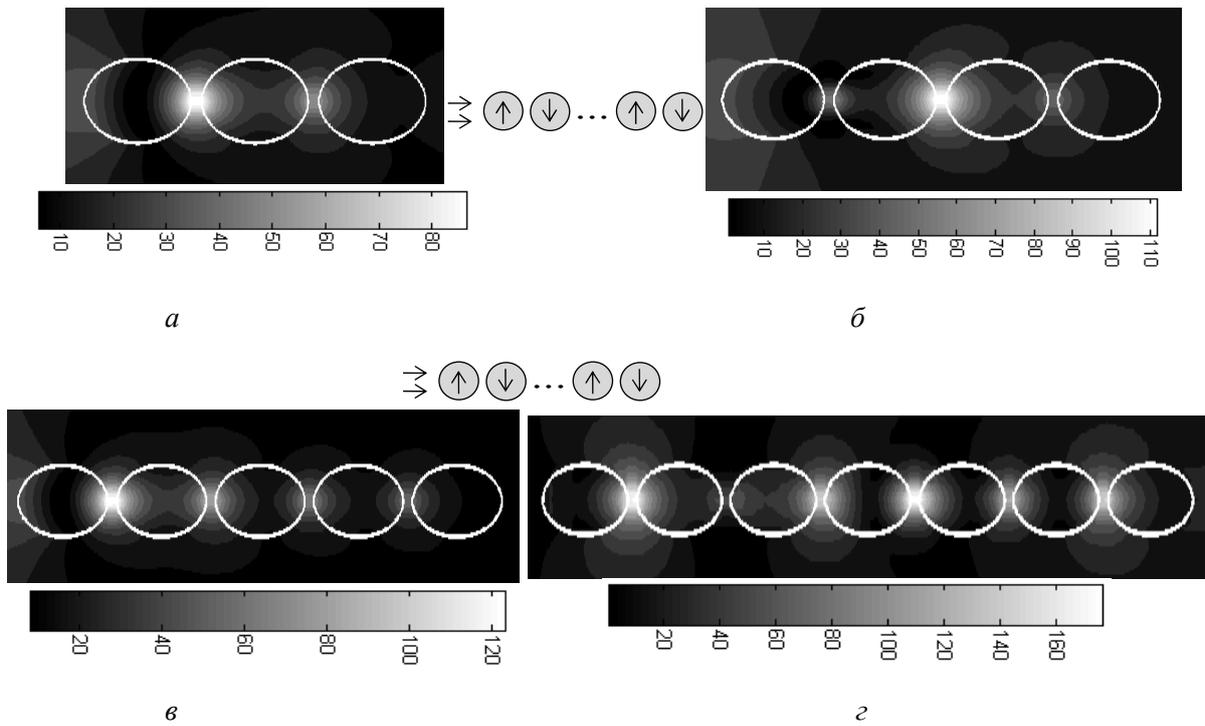


Рис. 7. Распределение модуля  $z$ -координаты магнитного поля цепочки серебряных нитей ( $n_1 = 1$ ) для расстояния между ними  $d = 5$  нм:  $a - N = 3, \lambda = 340,5$  нм;  $б - N = 4, \lambda = 340,2$  нм;  $в - N = 5, \lambda = 340$  нм;  $г - N = 7, \lambda = 339$  нм

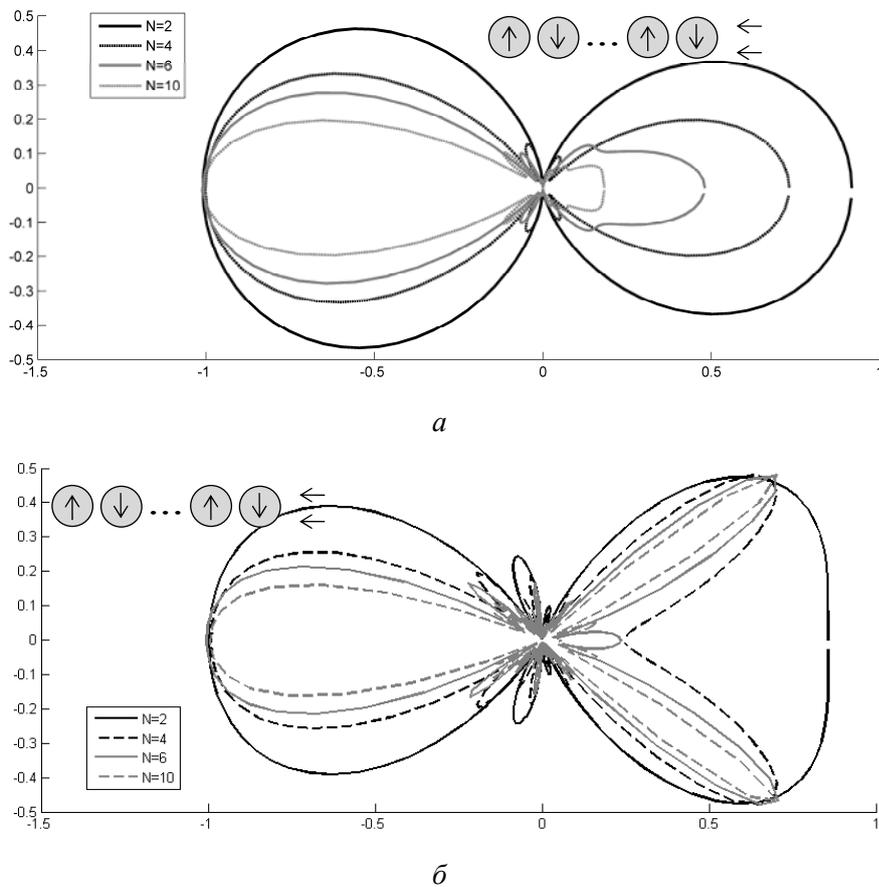


Рис. 8. Поле в дальней зоне цепочки связанных серебряных проводов ( $n_1 = 1$ ):  $a - a = 25$  нм,  $d = 100$  нм,  $б - a = 25$  нм,  $d = 350$  нм

## Выводы

Показано, что в зазоре между серебряными нанопроводами образуются участки сильной концентрации поля. Размеры этих участков много меньше длины волны, а увеличение интенсивности наблюдается с уменьшением расстояния между проводами. С возрастанием количества проводов в цепочке происходит дальнейшее увеличение концентрации поля, а положение участка концентрации зависит от числа проводов в цепочке.

Установлено, что в линейной цепочке серебряных нанопроводов поперечные противofазные плазмоны обладают наилучшей чувствительностью к изменению свойств внешней среды, причем эта чувствительность увеличивается с увеличением числа проводов в цепочке.

**Список литературы:** 1. Zou C., Withayachumnankul W., Shadrivov I.V., Kivshar Y.S. and Fumeaux C. Directional excitation of surface plasmons by dielectric resonators // *Phys. Rev. B.* – 2015. – Vol. 91. – Pp. 085433. 2. Constant, T. J., Hornett, S. M., Chang, D. E. and Hendry, E. All-optical generation of surface plasmons in grapheme // *Nature Physics.* – 2016. – Vol. 12. – Pp. 124–127. 3. Chuang, M.-K. and Chen, F.-C. Synergistic plasmonic effects of metal nanoparticle-decorated PEGylated graphene oxides in polymer solar cells // *ACS Appl. Mater. Interfaces.* – 2015. – Vol. 7, N. 13. – Pp. 7397–7405. 4. Lee, K.S. Dependence of the enhanced optical scattering efficiency relative to that of absorption for gold metal nanorods on aspect ratio, size, end-cap shape, and medium refractive index // *Journal of Physical Chemistry B.* – 2005. – Vol. 109, N. 43. – Pp. 20331–20338. 5. Noguez, C. Surface plasmons on metal nanoparticles: the influence of shape and physical environment // *Journal Physical Chemistry C.* – 2007. – Vol. 111. – Pp. 3806–3819. 6. Дыкман, Л.А. Наночастицы золота: получение, функционализация, использование в биохимии и иммунохимии // *Успехи химии.* – 2007. – Т. 76, № 2. – С. 199–213. 7. Xia Y, Halas N.J. and Editors G. Shape-controlled synthesis and surface plasmonic properties of metallic nanostructures // *MRS Bulletin.* – 2005. – Vol. 30. – Pp. 338–348. 8. Perez-Juste J., Pastoriza-Santos I., Liz-Marzan L. M. and Mulvaney P. Gold nanorods: synthesis, characterization and applications // *Coordination Chemistry Reviews.* – 2005. – Vol. 249. – Pp. 1870–1901. 9. Durach, M., Rusina, A. and Stockman, M.I. Giant surface-plasmon-induced drag effect in metal nanowires // *Physical Review Letters.* – 2009. – Vol. 103. – Pp. 186801. 10. Li, Q., Wang, S., Chen, Y., Yan, M., Tong, L. and Qiu, M. Experimental demonstration of plasmon propagation, coupling, and splitting in silver nanowire at 1550-nm wavelength // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* – 2011. – Vol. 17, N. 4. – Pp. 1107–1111. 11. Hirsch, L.R., Gobin, A.M., Lowery, A.R., Tam, F., Drezek, R., Halas, N.J. and West, J.L. Metal nanoshells // *Annals Biomedical Engineering.* – 2006. – Vol. 34. – Pp. 15–22. 12. Wei, A. In nanoparticles: building blocks for nanotechnology // New York: Kluwer/Plenum Publishing. – 2004. – Ch. 5. – Pp. 173–200. 13. Luk'yanchuk, B., Zheludev, N. I., Maier, S. A., Halas, N. J., Nordlander, P., Giessen, H. and Chong, C. T. The Fano resonance plasmonic nanostructures and metamaterials // *Nature Materials.* – 2010. – Vol. 9. – Pp. 707–715. 14. Behere, P., Ram, A. S. K., Muthukumar, V. S. and Venkataramaniah, K. FDTD studies of EM field enhancement in silver nanocylinders arranged in triangular geometry // *International Journal of Physical Sciences.* – 2009. – Vol. 4, N. 4. – Pp. 250–252. 15. Natarov, D. M., Byelobrov, V. O., Sauleau, R., Benson, T. M. and Nosich, A. I. Periodicity-induced effects in the scattering and absorption of light by infinite and finite gratings of circular silver nanowires // *Optics Express.* – 2011. – Vol. 19, N. 22. – Pp. 22176–22190. 16. Byelobrov, V. O., Benson, T. M. and Nosich, A. I. Binary grating of sub-wavelength silver and quantum wires as a photonic-plasmonic lasing platform with nanoscale elements // *IEEE Journal Selected Topics in Quantum Electronics.* – 2012. – Vol. 18, N. 6. – Pp. 1839–1846. 17. Егоров, А.А. Систематика, принципы работы и области применения датчиков // *Электронный журнал: журнал радиоэлектроники.* – 2009. – Вып. 3. – С. 8.544. 18. Francois, A. and Himmelhaus, M. Optical biosensor based on whispering gallery mode excitations in cluster of microparticles // *Applied Physics Letters.* – 2008. – Vol. 92, N.14. – Pp. 141107. 19. Maier, S. A. and Atwater, H. A. // Plasmonics: localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures // *Journal of Applied Physics.* – 2005. – Vol. 98. – Pp. 011101–011110. 20. Климов В.В. Наноплазмоника. – М. : Физматлит, 2009. – С. 480. 21. Alu A. and Engketa N. Hertzian plasmonic nanodimer as an efficient optical nanoantenna // *Physical Review B.* – 2008. – Vol. 78, N. 6. – Pp. 195111. 22. Stockman, M. I. Ultrafast nanoplasmonics under coherent control // *New Journal of Physics.* – 2008. – Vol. 10. – Pp. 025031–1–20. 23. Stockman, M. I. Spaser as nanoscale generator and ultrafast amplifier // *Journal of Optics.* – 2010. – Vol. 12. – Pp. 024004–1–13. 24. Stognii, N.P. and Sakhnenko, N.K. Plasmon resonances and their quality factors in a finite linear chain of coupled metal wires // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* – 2013. – Vol. 19, N. 3. – Pp. 4602207. 25. Johnson, P.B. and Christy, R.W. Optical constants of noble metals // *Physical Review B.* – 1972. – Vol. 6, N. 12. – Pp. 4370 – 4379. 26. Градштейн, И. С., Рыжик, И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М. : Физматгиз, 1963. – С. 1100.

Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 21.12.2016