

УДК 535.214, 535.4

## ОПТИЧЕСКИЕ СИЛЫ ПРИТЯЖЕНИЯ В СИСТЕМЕ «ДИМЕР НАНОЧАСТИЦ В СТРУКТУРИРОВАННОМ ПОЛЕ»

С.В. Сухов<sup>a, b</sup>, А.С. Шалин<sup>b, c</sup>

<sup>a</sup> Университет центральной Флориды, Орландо, Флорида, FL 32816, Соединенные Штаты Америки

<sup>b</sup> Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Ульяновск, 432011, Российская Федерация

<sup>c</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Россия

Адрес для переписки: alexandesh@gmail.com

### Информация о статье

Поступила в редакцию 17.10.14, принята к печати 05.12.14

doi: 10.17586/2226-1494-2015-15-1-1-5

Язык статьи – русский

**Ссылка для цитирования:** Сухов С.В., Шалин А.С. Оптические силы притяжения в системе «димер наночастиц в структурированном поле» // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2015. Том 15. № 1. С. 1–5

**Аннотация.** Предметом исследования работы являются оптические силы притяжения как одно из проявлений механического воздействия оптического излучения на материальные объекты. В частности, рассмотрены оптические силы, действующие на димер, составленный из наночастиц с малым по отношению к длине волны радиусом. Вычисление оптических сил (сил Лоренца) осуществлено на основе электромагнитных полей, полученных в результате решения самосогласованной системы полевых уравнений. Выведена аналитическая формула, показывающая зависимость оптической силы, действующей на димер, от параметров димерной системы и структурированной волны, составленной из двух скрещивающихся плоских волн. Впервые показано, что на димер из одинаковых дипольных частиц в структурированном оптическом поле может действовать сила притяжения к источнику, так называемое «отрицательное радиационное давление». Показано, что силы притяжения обусловлены увеличением импульса фотонов (вернее, проекции импульса фотонов на направление распространения структурированной волны) в результате рассеяния. Соответствующая диаграмма рассеяния димерной системы показала усиленное рассеяние вперед, что подтверждает указанный механизм возникновения сил притяжения. Результаты исследования будут полезны для расширения возможностей оптического манипулирования нано- и микрочастицами.

**Ключевые слова:** оптическое манипулирование, оптические силы, силы притяжения, наночастица, димер

**Благодарности.** Работа поддержана грантами РФФИ №13-02-00623, № 15-02-01344. Расчет и исследование диаграммы направленности димеров произведен при поддержке гранта Российского научного фонда №14-12-01227.

## OPTICAL PULLING FORCES IN “NANOPARTICLES DIMER IN THE STRUCTURED FIELD” SYSTEM

S.V. Sukhov<sup>a, b</sup>, A.S. Shalin<sup>b, c</sup>

<sup>a</sup> University of Central Florida, Orlando, Florida, FL 32816, USA

<sup>b</sup> Kotel'nikov's Institution of Radioengineering and Electronics RAS (Ulianovsk branch), Ulianovsk, 432011, Russian Federation

<sup>c</sup> ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation

Corresponding author: alexadesh@gmail.com

### Article info

Received 17.10.14, accepted 05.12.14

doi: 10.17586/2226-1494-2015-15-1-1-5

Article in Russian

**Reference for citation:** Sukhov S.V., Shalin A.S. Optical pulling forces in “Nanoparticles dimer in the structured field” system. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2015, vol. 15, no. 1, pp. 1–5 (in Russian)

**Abstract.** The subject area of this research is optical pulling forces as one of the manifestations of light mechanical action on material objects. In particular, we investigated optical forces acting on a dimer composed of nanoparticles with a small radius as compared to wavelength. The calculation of Lorentz optical forces was carried out by solving self-consistent system of equations, which made it possible to calculate electromagnetic fields in every point of the structure. We worked out analytic formula, representing the dependence of optical force on the parameters of dimer system and structured radiation made up of two crossing plane waves. For the first time we showed that dimer consisting of two equal dipolar particles can experience an optical pulling force (“negative radiation pressure”) in the field of two crossing plane waves. It is shown that the increase of photons momentum (the projection of photons momentum on the direction of structured light propagation) after scattering is

responsible for this negative radiation pressure. The corresponding scattering diagram showed the increase of forward scattering, that is the conformation of the considered mechanism of pulling forces origination. Our findings would be very useful for increasing capabilities of optical manipulation of nano- and micro-particles.

**Keywords:** optical manipulation, optical forces, pulling forces, nanoparticle, dimer.

**Acknowledgements.** This research was supported by the Russian Foundation for Basic Research within the project No.13-02-00623. The calculation and investigation of dimers scattering diagram was supported by the Russian Science Foundation Grant No. 14-12-01227.

### Введение

Недавно нами было продемонстрировано, что при облучении произвольного рассеивающего объекта структурированной оптической волной можно создать оптические силы, действующие на данный объект в направлении, обратном распространению волны [1]. Появление оптических сил притяжения удивительно потому, что обычное радиационное давление всегда действует в направлении распространения электромагнитной волны [2]. Принцип возникновения сил притяжения основан на увеличении импульсов рассеянных фотонов по отношению к импульсам падающих. В действительности увеличиваются не сами импульсы, а их проекции относительно выделенной оси [1]. В отличие от градиентных сил оптических оптических ловушек [3–5], непотенциальные силы притяжения могут действовать на сравнительно протяженных участках. Это открывает новые возможности оптического манипулирования нано- и микрочастицами [6].

Простейшим объектом, для которого возможно создание сил притяжения, является однородный объект в виде сферы с субволновыми размерами [7–9]. Экспериментальная проверка существования оптических сил притяжения для таких частиц в поле структурированных лучей была произведена в работе [10]. В настоящей работе мы рассмотрим простейшие неоднородные рассеивающие объекты, каковыми являются димеры, состоящие из двух микроскопических сфер, и определим параметры, при которых возможно возбуждение сил притяжения в данной системе. Преимуществом таких систем является то, что они допускают простой аналитический анализ зависимости оптических сил от параметров системы. Отметим, что в работе [6] было экспериментально показано, что силы притяжения для цепочек микроскопических сфер могут быть намного больше, чем для одиночных сфер, и условия возбуждения этих сил могут быть более подходящими для практических применений, но анализ зависимости сил от параметров цепочек не был проведен.

### Силы притяжения в системе дипольных димеров

Рассмотрим две одинаковые жестко связанные сферы, расположенные вблизи друг друга (рис. 1). Данный димер освещается некой структурированной волной  $\mathbf{E}_{0l}$  (параметры этой волны будут представлены ниже по тексту), распространяющейся вдоль оси димера.

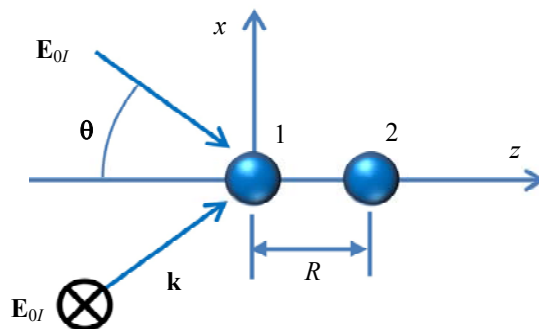


Рис. 1. Геометрия системы. Диполи 1 и 2, расположенные вдоль оси  $z$ , взаимодействуют со структурированной волной, составленной из двух плоских волн, распространяющихся под углом  $\theta$  к оси димера

Предполагая, что размеры частиц намного меньше длины волны  $\lambda$  структурированного пучка, оптический отклик частиц может быть охарактеризован единственным параметром – поляризуемостью  $\alpha$ . Учитывая многократное рассеивание света наносферами, уравнения для определения электромагнитного поля  $\mathbf{E}_{1,2}$  в месте расположения наночастиц  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  записываются в следующем виде [11, 12]:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_1(\mathbf{r}_1) = \mathbf{E}_{0l}(\mathbf{r}_1) + \mathbf{G}(R)\alpha\mathbf{E}_2(\mathbf{r}_2) \\ \mathbf{E}_2(\mathbf{r}_2) = \mathbf{E}_{0l}(\mathbf{r}_2) + \mathbf{G}(R)\alpha\mathbf{E}_1(\mathbf{r}_1) \end{cases} \quad (1)$$

где  $\mathbf{G}(R)$  – тензор функции Грина [7, 13]:

$$\mathbf{G}(R) = \begin{pmatrix} G_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & G_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & G_{\parallel} \end{pmatrix},$$

$G_{\parallel} = G_{zz} = \frac{2}{R^3} \exp(ikR)(-ikR+1)$ ,  $G_{\perp} = G_{yy} = G_{xx} = \frac{1}{R^3} \exp(ikR)(k^2R^2 + ikR - 1)$ ,  $R = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$  – расстояние между двумя наносферами (рис. 1),  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число. Поляризуемость  $\alpha$  может быть выражена через показатель преломления частиц следующим образом:

$$\alpha = \alpha_0 \left( 1 - \frac{2i}{3} k^3 \alpha_0 \right)^{-1},$$

где  $\alpha_0$  – статическая поляризуемость,

$$\alpha_0 = a^3 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2},$$

$n$  – относительный показатель преломления частиц,  $a$  – радиус частиц.

Для получения сил притяжения и превосходства проекции импульса рассеянных фотонов на ось, соединяющую димер, над соответствующей проекцией падающих фотонов внешнее поле  $\mathbf{E}_{0l}$  должно содержать компоненты, распространяющиеся под углом к оси димера [1, 4, 5]. Такому условию удовлетворяют бездифракционные пучки, которые поддерживают свою структуру на значительных расстояниях. Условием бездифракционности является наличие одинаковой тангенциальной компоненты для всех Фурье-компонент пучка [14]:

$$\mathbf{E}_{0l}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(x, y) \exp(ik_z z), \quad \mathbf{E}(x, y) = \int_0^{2\pi} \mathbf{A}(\varphi) \exp[ik_t(x \cos \varphi + y \sin \varphi)] d\varphi.$$

В этом выражении  $k_z = k \cos \theta$ ,  $k_z^2 + k_t^2 = k^2$ ,  $\mathbf{A}(\varphi)$  – произвольная функция азимутального угла  $\varphi$ .

Чтобы упростить дальнейшие расчеты, выберем амплитуду Фурье-гармоник в виде  $\mathbf{A}(\varphi) = \mathbf{A}_0 (\delta_{\varphi,0} + \delta_{\varphi,\pi})$ , где  $\delta_{\varphi}$  – дельта-функция Дирака. Простейшим примером бездифракционной волны, таким образом, будет служить интерференция двух плоских волн, распространяющихся под углом  $\theta$  к оси димера. Ниже будет показано, что выбранного таким образом структурированного пучка достаточно для создания сил притяжения. Выберем поляризацию волн, составляющих структурированный пучок, в направлении, перпендикулярном оси димера  $\mathbf{A}_0 = E_{0l} \hat{y}$  (рис. 1):

$$\mathbf{E}_{0l}(\mathbf{r}) = 2E_{0l} \cos(kx \sin \theta) \exp(ikz \cos \theta). \quad (2)$$

Такой выбор поляризации обусловлен тем, что диполи наиболее эффективно рассеивают в направлении, перпендикулярном направлению дипольного момента. Следовательно, при данном направлении поляризации диполи будут наиболее эффективно взаимодействовать друг с другом. Кроме того, при таком выборе поляризации у результирующего поля отсутствуют  $x$  и  $z$  компоненты даже в непараксиальном случае схождения волн ( $\theta \gg 0$ ), что позволяет свести систему уравнений (1) к системе двух скалярных уравнений.

Энергия рассматриваемого структурированного пучка распространяется вдоль оси  $z$ . Таким образом, для того чтобы показать наличие оптических сил, действующих в направлении, противоположном распространению энергии, необходимо удостовериться, что  $z$ -компонента оптических сил может принимать отрицательные значения. Оптические силы, действующие на димер вдоль его оси, можно определить, зная поля  $\mathbf{E}_{1,2}$  в системе [15, 16]:

$$F_z = \frac{1}{2} \sum_{j=1,2} \operatorname{Re} \left( \alpha \mathbf{E}_j \frac{\partial \mathbf{E}_j^*}{\partial z} \right). \quad (3)$$

Решая систему (1) относительно полей  $\mathbf{E}_{1,2}$  и вычисляя производные (3), получаем следующее выражение для оптической силы  $F_z$ :

$$F_z \approx \alpha_0^2 E_{0l}^2 k^4 \left( \frac{2}{3} t + \frac{1}{k^4} \operatorname{Im} \left( \frac{\partial G_{\perp}}{\partial R} \right) \sin(xt) + \frac{t \cos(xt)}{k^3} \operatorname{Im} G_{\perp} \right), \quad (4)$$

где  $t = \cos \theta$ ,  $x = kR$ . При выводе выражения (4) мы предположили, что частицы не поглощают (показатель преломления частиц  $n$  – действительная величина) и что рассеяние частиц достаточно мало, так что можно пренебречь слагаемыми порядка  $|\alpha \mathbf{G}|^3$  и выше.

Выражение (4) должно быть оптимизировано относительно переменных  $x$  и  $t$  для получения минимально возможного значения  $F_z$ . Данная оптимизация была проведена численно и дала результат  $-0,018$

для выражения, стоящего в круглых скобках, для межчастичного расстояния  $R = 0,46\lambda$  и угла схождения волн  $\theta \approx 77,4^\circ$ . Интересно отметить, что с учетом вышеуказанных предположений оптимальные межчастичное расстояние и угол схождения не зависят от показателей преломления частиц. Следует также отметить, что, согласно формуле (4), найденное значение силы не зависит от абсолютного значения координаты  $z$  положения димера. Это свойство  $F_z$  обусловлено выбором распределения поля в виде (2) с интенсивностью, неизменной вдоль оси  $z$ . Отсутствие градиентов интенсивности вдоль оси  $z$  также позволяет нам говорить о том, что оптические силы, действующие на димер, являются неградиентными и, следовательно, непотенциальными.

Найденный оптимальный угол схождения волн  $\theta \approx 77,4^\circ$  достаточно велик и требует наличия сильно непараксиального пучка, но стоит отметить, что для одиночного диполя силы притяжения не достигаются ни при каких значениях угла  $\theta$  [17].

Как упоминалось ранее, возникновение сил притяжения обусловлено перераспределением рассеяния пучка со сходящимися волнами вдоль направления распространения пучка. Для иллюстрации этого механизма мы представляем на рис. 2 диаграмму рассеяния димера. Горизонтальная ось диаграммы совпадает с осью димера. Положительное направление оси соответствует рассеянию вперед. Из диаграммы видно, что присутствие второго диполя устраняет обычную симметрию дипольного рассеяния и приводит к тому, что дипольная система начинает рассеивать свет преимущественно вперед. Отметим, что оптическая сила притяжения в рассматриваемой системе может принимать большие значения в случае плазмонных димеров, исследованию которых в настоящее время посвящено большое количество работ [18–20].

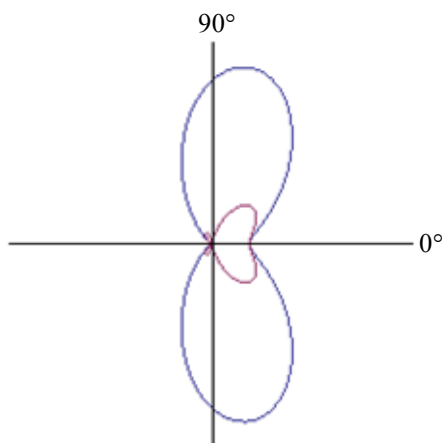


Рис. 2. Диаграмма рассеяния дипольного димера при оптимальном межчастичном расстоянии и угле схождения волн (см. основной текст для пояснения). Показаны сечения рассеяния вдоль двух перпендикулярных плоскостей. Направление  $0^\circ$  соответствует рассеянию вдоль оси  $z$  (рис. 1). Направление  $90^\circ$  соответствует рассеянию перпендикулярно оси димера

### Заключение

В данной работе детально исследованы оптические силы, действующие на димер из одинаковых наночастиц в поле структурированного излучения, представляющего собой две скрещивающиеся плоские волны. Впервые исследованы условия возникновения оптических сил притяжения, так называемого «отрицательного радиационного давления», а также показано, что диаграмма рассеяния димера в рассмотренном случае допускает большие значения проекции импульса рассеянных фотонов на выделенную ось, нежели соответствующая проекция импульса падающих фотонов (преимущественное рассеяние вперед). В связи с этим движение димера в поле указанного структурированного излучения происходит по направлению к источнику.

Полученные результаты обладают существенной значимостью для развития методов оптической манипуляции нанообъектами, разработки новых типов оптических пинцетов и создания «лучей притяжения», которым в настоящее время уделяется обширное внимание. Описанные эффекты должны проявляться особенно сильно для плазмонных наночастиц, поляризуемость которых при оптически малых размерах имеет резонанс в видимой области спектра.

### Литература

1. Sukhov S., Dogariu A. Negative nonconservative forces: optical 'tractor beams' for arbitrary objects // Physical Review Letters. 2011. V. 107. N 20. Art. 203602. doi: 10.1103/PhysRevLett.107.203602
2. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М: Мир, 1965. 703 с.

3. Нелепец А.В., Тарлыков В.А. Транспортировка и деформация диэлектрических частиц градиентными силами светового давления // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. 2008. № 58. С. 59–65.
4. Шалин А.С., Сухов С.В. Оптические силы в плазмонных наноантеннах // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 4. С. 355–360.
5. Shalin A.S., Sukhov S.V. Plasmonic nanostructures as accelerators for nanoparticles: optical nanocannon // Plasmonics. 2013. V. 8. N 2. P. 625–629. doi: 10.1007/s11468-012-9447-0
6. Dogariu A., Sukhov S., Saenz J. Optically induced 'negative forces' // Nature Photonics. 2013. V. 7. N 1. P. 24–27. doi: 10.1038/nphoton.2012.315
7. Chen J., Ng J., Lin Z., Chan C.T. Optical pulling force // Nature Photonics. 2011. V. 5. N 9. P. 531–534. doi: 10.1038/nphoton.2011.153
8. Novitsky A., Qiu C.-W., Wang H. Single gradientless light beam drags particles as tractor beams // Physical Review Letters. 2011. V. 107. N 20. Art. 203601. doi: 10.1103/PhysRevLett.107.203601
9. Novitsky A., Qiu C.-W., Lavrinenko A. Material-independent and size-independent tractor beams for dipole objects // Physical Review Letters. 2012. V. 109. N 2. Art. 023902. doi: 10.1103/PhysRevLett.109.023902
10. Brzobohatý O., Karásek V., Šiler M., Chvátal L., Čizmár T., Zemánek P. Experimental demonstration of optical transport, sorting and self-arrangement using a 'tractor beam' // Nature Photonics. 2013. V. 7. N 2. P. 123–127. doi: 10.1038/nphoton.2012.332
11. Depasse F., Vigoureux J.-M. Optical binding force between two Rayleigh particles // Journal of Physics D: Applied Physics. 1994. V. 27. N 5. P. 914–919. doi: 10.1088/0022-3727/27/5/006
12. Gadomsky O.N., Sukhov S.V., Voronov Yu.Yu. Near-field effect in two-atom system // European Physical Journal D. 2000. V. 11. N 2. P. 185–190.
13. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Мир, 1974. 719 с.
14. Tervo J., Vahimaa P., Turunen J. On propagation-invariant and self-imaging intensity distributions of electromagnetic fields // Journal of Modern Optics. 2002. V. 49. N 9. P. 1537–1543. doi: 10.1080/09500340110107504
15. Ashkin A., Gordon J.P. Stability of radiation-pressure particle traps: an optical Earnshaw theorem // Optics Letters. 1983. V. 8. N 10. P. 511–513.
16. Chaumet P.C., Nieto-Vesperinas M. Time-averaged total force on a dipolar sphere in an electromagnetic field // Optics Letters. 2000. V. 25. N 15. P. 1065–1067.
17. Dogariu A., Sukhov S. On the concept of 'tractor beams' // Optics Letters. 2010. V. 35. N 22. P. 3847–3849. doi: 10.1364/OL.35.003847
18. Tsai C.-Y., Lin J.-W., Wu C.-Y., Lin P.-T., Lu T.-W., Lee P.-T. Plasmonic coupling in gold nanoring dimers: observation of coupled bonding mode // Nano Letters. 2012. V. 12. N 3. P. 1648–1654. doi: 10.1021/nl300012m
19. Mertens J., Eiden A.L., Sigle D.O., Huang F., Lombardo A., Sun Z., Sundaram R.S., Colli A., Tserkezis C., Aizpurua J., Milana S., Ferrari A.C., Baumberg J.J. Controlling subnanometer gaps in plasmonic dimers using graphene // Nano Letters. 2013. V. 13. N 11. P. 5033–5038. doi: 10.1021/nl4018463
20. Theiss J., Aykol M., Pavaskar P., Cronin S.B. Plasmonic mode mixing in nanoparticle dimers with nm-separations via substrate-mediated coupling // Nano Research. 2014. V. 7. N 9. P. 1344–1354. doi: 10.1007/s12274-014-0499-7

- Сухов Сергей Владимирович** – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Университет центральной Флориды, Орландо, Флорида, FL 32816, Соединенные Штаты Америки; старший научный сотрудник, Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Ульяновск, 432011, Российская Федерация, s\_sukhov@hotmail.com
- Шалин Александр Сергеевич** – доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Россия; старший научный сотрудник, Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Ульяновск, 432011, Российская Федерация, alexandesh@gmail.com
- Sergei V. Sukhov** – PhD, senior scientific researcher, CREOL, University of Central Florida, Orlando, Florida, FL 32816, USA; senior scientific researcher, Kotelnikov's Institution of Radioengineering and Electronics RAS (Ulianovsk branch), Ulianovsk, 432011, Russian Federation, s\_sukhov@hotmail.com
- Alexander S. Shalin** – PhD, senior scientific researcher, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, senior scientific researcher, Kotelnikov's Institution of Radioengineering and Electronics RAS (Ulianovsk branch), Ulianovsk, 432011, Russian Federation, alexandesh@gmail.com