

- Alexei Orlov* – junior research scientist, Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia, Alexey.orlov@phoi.ifmo.ru
- Elizaveta Yankovskaya* – postgraduate, Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia, adfors@gmail.com
- Sergei Zhukovsky* – senior research scientist, Department of Photonics Engineering, Technical University of Denmark, Kongens Lyngby, Denmark, sezh@fotonik.dtu.dk
- Pavel Belov* – D.Sc., principal research fellow, Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia, belov@phoi.ifmo.ru

УДК 535.012, 530.182

## ПЛАЗМОННЫЕ СОЛИТОНЫ, КИНКИ И ВОЛНЫ ФАРАДЕЯ В ДВУМЕРНОЙ РЕШЕТКЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ

Р.Е. Носков<sup>a</sup>, Д.А. Смирнова<sup>b</sup>, Н.С. Лапшина<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия, nanometa@gmail.com

<sup>b</sup> Центр нелинейной физики, Австралийский национальный университет, Канберра, Австралия, namaste89@mail.ru

Рассматриваются нелинейные дискретные моды в двумерной решетке металлических наночастиц, возбуждаемой оптическим излучением на частоте, близкой к частоте поверхностного плазмонного резонанса уединенной частицы. Предполагается, что размер частиц много меньше оптической длины волны, а межчастичное расстояние достаточно велико, чтобы отклик частиц можно было рассматривать в рамках дипольного приближения. Мы также считаем, что наночастицы сделаны из серебра и обладают нелинейным откликом керровского типа.

В силу того, что каждая частица представляет собой резонансно возбуждаемый нелинейный осциллятор с относительно медленным инерционным откликом по сравнению с периодом колебаний света, динамический отклик системы описывается в терминах медленных амплитуд поляризации каждого шарика. Стандартная процедура линеаризации дает возможность получить зоны модуляционной неустойчивости и бистабильности однородного стационарного решения соответствующих динамических уравнений на плоскости параметров внешнего поля «интенсивность–частота». Используя эти данные, мы представляем и анализируем примеры генерации плазмонного аналога волн Фарадея, устойчивых двумерных солитонов, осциллонов и кинков (волн переключения), фронт которых представляет собой переход при изменении номера частицы от одного однородного распределения поляризации частиц к другому при однородном внешнем возбуждении. Также обсуждается реалистичная длительность лазерного импульса, которая должна быть достаточно большой для формирования рассмотренных нелинейных дискретных мод, но в то же время достаточно малой для предотвращения теплового разрушения наночастиц.

**Ключевые слова:** плазмоника, нанофотоника, металлическая наночастица, кубическая восприимчивость серебряной наночастицы, поверхностный плазменный резонанс, дискретная локализованная мода, модуляционная неустойчивость, волны Фарадея, солитон, осциллонов, кинк.

## PLASMON SOLITONS, KINKS AND FARADAY WAVES IN TWO-DIMENSIONAL LATTICE OF METAL NANOPARTICLES

R.E. Noskov<sup>c</sup>, D.A. Smirnova<sup>d</sup>, N. S. Lapshina<sup>c</sup>

<sup>c</sup> Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia, nanometa@gmail.com

<sup>d</sup> Nonlinear Physics Center, Australian National University, Canberra, Australia, namaste89@mail.ru

We consider nonlinear discrete modes in a two-dimensional lattice of metallic nanoparticles driven by optical radiation at a frequency close to the frequency of the surface plasmon resonance of an individual nanoparticle. We suppose that the particles are small enough and the interparticle distance is large enough to treat nanoparticle within point-dipole approximation. We also assume that nanoparticles are made of silver and possess an intrinsic nonlinear Kerr-type response.

Since each particle acts as a resonantly excited oscillator with slow (in comparison with the light period) inertial response, we employ a slowly varying amplitude approach to describe dynamical behavior of particle polarizations. Following a standard linear stability analysis, we obtain areas of bistability and modulation instability for the homogeneous stationary solution of the corresponding dynamical system in the plane ‘intensity-frequency’. Based on these data, we present and analyze examples of generation of plasmonic Faraday waves, stable two-dimensional solitons, oscillons, and kinks (switching waves), which separate two different homogeneous states of particle polarizations. We also discuss realistic duration of the laser pulse which should be large enough to cause the formation of the considered nonlinear modes and small enough to prevent particle ablation.

**Keywords:** plasmonics, nanophotonics, metal nanoparticle, cubic susceptibility of silver nanoparticle, surface plasmon resonance, discrete localized mode, modulation instability, Faraday waves, soliton, oscillon, kink.

### Введение

Растущий интерес к исследованию нелинейных свойств плазмонных наноструктур, таких как массивы серебряных и золотых наночастиц, объясняется их большим потенциалом для разнообразных нано-

фотонных приложений [1–3]. Благодаря усилению внутренней нелинейности металла в условиях поверхностного плазменного резонанса такие структуры позволяют уменьшить как размер, так и рабочую мощность нелинейных оптических компонент [4–6]. Исследование новых нелинейных эффектов в плазмонных системах открывает большие перспективы для дальнейших разработок нанофотонных устройств [7, 8]. В настоящей работе рассматриваются нелинейные дискретные структуры в двумерной решетке металлических наночастиц, возбуждаемой оптическим излучением. Показана возможность генерации плазмонного аналога волн Фарадея, устойчивых двумерных солитонов, осциллонов и кинков (волн переключения), фронт которых представляет собой переход при изменении номера частицы от одного однородного распределения поляризации частиц к другому при однородном внешнем возбуждении.

### Теоретическая модель и основные уравнения

Рассмотрим двумерную решетку идентичных металлических наночастиц сферической формы, которая возбуждается внешним лазерным лучом с частотой, близкой к частоте поверхностного плазменного резонанса отдельной частицы,  $\omega_0$ , как показано на рис. 1. Предположим, что размер частиц много меньше оптической длины волны, а междолинное расстояние достаточно велико, чтобы отклик частиц можно было рассматривать в рамках дипольного приближения. Ограничимся также случаем, когда внешнее электрическое поле ориентировано перпендикулярно плоскости решетки, что может быть реализовано при скользком падении света, а также посредством бинарной оптической маски [9].

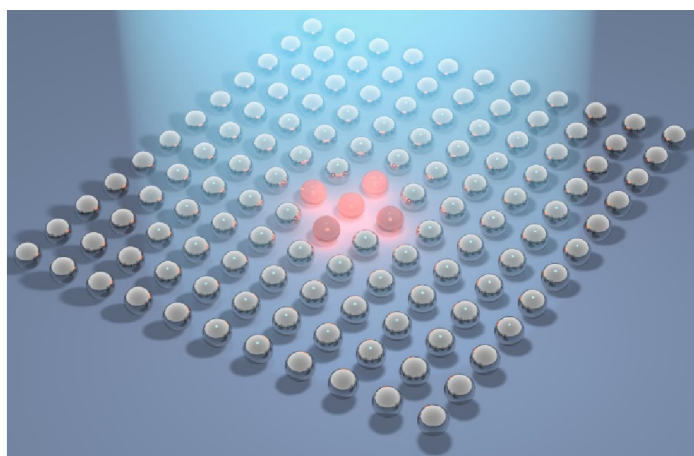


Рис. 1. Схематическое изображение квадратной решетки металлических наночастиц, возбуждаемой лазерным пучком. Потенциальная структура дискретного плазмон-солитона обозначена красными частицами

Полагая, что наночастицы сделаны из серебра и обладают нелинейным откликом керровского типа, мы представляем их диэлектрическую проницаемость в виде

$$\varepsilon_{Ag}^{NL} = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu)} + \chi^{(3)} |\mathbf{E}_{nm}^{(in)}|^2,$$

где  $\varepsilon_{\infty} = 4,96$ ;  $\hbar\omega_p = 9,54$  эВ;  $\hbar\nu = 0,055$  эВ;  $\hbar$  – постоянная Планка;  $\chi^{(3)}$  – кубическая восприимчивость серебряной наночастицы;  $\mathbf{E}_{nm}^{(in)}$  – комплексная амплитуда локального поля внутри  $(n,m)$ -ой частицы. Здесь и далее принята зависимость от времени  $\sim \exp(i\omega t)$ .

Вообще говоря, оптическая кубическая восприимчивость металлических наночастиц зависит от типа металла, размера частиц, частоты и длительности лазерного облучения, а также некоторых других факторов [10]. В частности, аналитическая квантовая модель, развитая в работах [11,12] и позже подтвержденная численным моделированием [13], показала, что для серебряных шариков с радиусом 10 нм при возбуждении на частотах вблизи частоты поверхностного плазменного резонанса кубическая восприимчивость имеет чисто действительный характер и равна  $\chi^{(3)} = 4,25 \times 10^{-18} \text{ В}^2/\text{м}^2$  (что соответствует  $3 \times 10^{-9}$  ед. СГС). В силу того, что каждая частица представляет собой резонансно возбуждаемый нелинейный осциллятор с относительно медленным инерционным откликом по сравнению с периодом колебаний света, динамический отклик системы можно характеризовать в терминах медленных амплитуд поляризации каждого шарика.

Рассматриваемая модель аналогична модели, изученной ранее в работах [14–16] для одномерных цепочек наночастиц. Ее главное отличие заключается в дополнительной размерности. Соответствующие уравнения для поперечных компонент (по отношению к плоскости, в которой лежит решетка) поляризации частиц могут быть представлены в следующем виде:

$$-i \frac{dP_{mn}^\perp}{dt} + \left( \Omega - i\gamma + |P_{mn}^\perp|^2 \right) P_{mn}^\perp + \sum_{\substack{n' \neq n \\ m' \neq m}} G_{n-n', m-m'}^\perp P_{n'm'}^\perp = E_{mn}^\perp, \quad (1)$$

где

$$G_{n-n', m-m'}^\perp = \frac{\eta}{2} \left[ (k_0 d)^2 - \frac{ik_0 d}{\Delta r} - \frac{1}{\Delta r^2} \right] \frac{\exp(-ik_0 d \Delta r)}{\Delta r}$$

описывает взаимодействие между частицами в решетке через полные дипольные поля,  $\Delta r = (|n-n'|^2 + |m-m'|^2)^{1/2}$ ,  $\eta \sim (a/d)^3$ ,  $a$  – радиус частиц,  $d$  – период решетки,  $k_0 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\epsilon_h}$ ,  $\epsilon_h$  – диэлектрическая проницаемость внешнего окружения,  $P_{n,m}^\perp$  и  $E_{mn}^\perp$  – безразмерные медленно меняющиеся амплитуды поляризации  $(n,m)$ -ой частицы и внешнего электрического поля соответственно,  $\gamma$  описывает тепловые и радиационные потери частиц,  $\Omega = (\omega - \omega_0)/\omega_0$  – относительная частотная расстройка,  $\tau = \omega_0 t$  – безразмерное время. Мы используем такую же нормировку, как в работах [14–16].

Рассмотрим вначале бесконечную решетку, которая возбуждается однородным электрическим полем, т.е.  $E_{mn}^\perp = E_0^\perp$ . В этом случае все дипольные моменты частиц равны  $P_{mn}^\perp = P_0^\perp$  и стационарное решение системы (1) можно представить в виде

$$\left[ \Omega - i\gamma + |P_0^\perp|^2 + 2 \sum_{j=1}^{\infty} G_{jl}^\perp \right] P_0^\perp = E_0^\perp, \quad (2)$$

где  $j = |n - n'|$  и  $l = |m - m'|$ . В этом выражении мы воспользовались симметрией суммы относительно положительных и отрицательных значений индексов суммирования. Исследуем теперь устойчивость решения (2) по отношению к малым пространственно-временным возмущениям. Следуя стандартной процедуре линеаризации [16], представим поляризации частиц в виде суперпозиции однородного решения (2) и малого возмущения, взятого в виде собственной моды решетки:

$$P_{mn}^\perp = P_0^\perp + \delta P \exp[-i(K_x n + K_y m)d + \lambda \tau] + \delta P^* \exp[i(K_x n + K_y m)d + \lambda^* \tau], \quad (3)$$

где  $\delta P$  – амплитуда малого возмущения,  $K_{xy}$  – компоненты волнового вектора собственной моды,  $\lambda$  – инкремент (коэффициент усиления) модуляционной неустойчивости (МН), «\*» означает комплексное сопряжение. Подставляя (3) в (1) с учетом (2) и условия существования нетривиального решения, получаем следующее выражение для инкремента:

$$\lambda = \text{Im}\Gamma - \gamma + [ |P_0^\perp|^4 - (2|P_0^\perp|^2 + \Omega + \text{Re}\Gamma)^2 ]^{1/2},$$

где

$$\Gamma = 2 \sum_{\substack{j=1 \\ l=1}}^{\infty} G_{jl}^\perp \cos [(K_x j + K_y l)d].$$

Очевидно, что положительные значения инкремента отвечают условию развития МН. Заметим также, что условие  $\lambda > 0$  при  $K_{xy} = 0$  отвечает области существования бистабильности в решении (2).

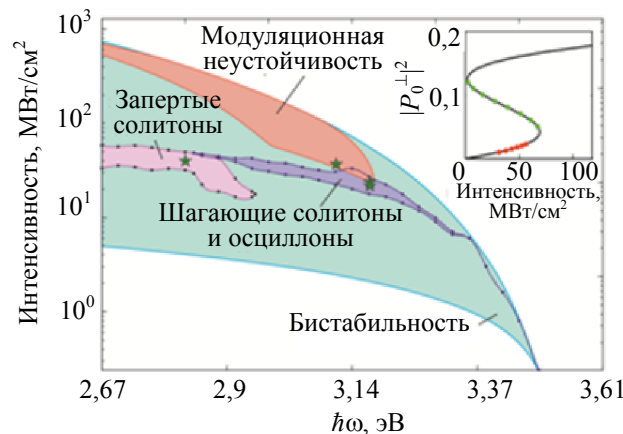


Рис. 2. Бифуркационная диаграмма, показывающая зоны бистабильности и МН, в координатах «интенсивность – энергия фотонов ( $\hbar\omega$ )» внешнего поля. Зелеными звездочками обозначены параметры, для которых получены рис. 3, а, в, г, и рис. 4, а. Вкладка: зависимость поляризации  $|P_0^\perp|^2$  от интенсивности однородного внешнего поля. Красными и зелеными точками обозначены зоны МН, соответствующие возбуждению медленных и быстрых собственных мод решетки

На рис. 2 представлены соответствующие области модуляционной неустойчивости и бистабильности на плоскости параметров «интенсивность–частота». Для простоты мы разделили все собственные моды решетки, по отношению к которым может быть достигнута МН, на локализованные (с волновым числом модуляции  $K > k_0$ ) и излучаемые (с  $K \leq k_0$ ) и сложили зоны МН всех мод для каждого из двух

видов. Красным обозначена область параметров внешнего поля, при которых МН может быть достигнута по отношению только к локализованным собственным модам решетки, в то время как генерация МН по отношению к излучаемым собственным модам не может быть осуществлена в силу того, что такой сценарий развития МН соответствует неустойчивой ветке стационарного решения (см. вкладку на рис. 2). Следовательно, можно ожидать генерацию нелинейных локализованных состояний для параметров внешнего поля, принадлежащих этой области. В свою очередь, для параметров, лежащих за пределами этой области, бистабильность может привести к формированию дискретных плазмон-солитонов и волн переключения (кинков).

### Результаты численного моделирования

Для анализа динамического поведения нелинейных мод было проведено численное моделирование конечной решетки размером  $101 \times 101$  наночастица с  $a = 10$  нм и  $d = 30$  нм. Предполагалось, что решетка, погруженная в кварцевое стекло, возбуждается однородным стационарным полем. Профиль солитонов и кинков задавался через начальные условия, соответствующие различным веткам бистабильного стационарного решения бесконечной решетки в разных областях массива, в то время как краевые эффекты выступали в роли малого возмущения, необходимого для запуска МН. Характерные результаты представлены на рис. 3, 4. Для лучшей визуализации мгновенные снимки распределения поляризации частиц были увеличены, а краевые эффекты оставлены за пределами рисунков.

Если значения частоты и интенсивности внешнего поля отвечают области МН, наблюдается генерация нелинейных локализованных состояний, известных как волны Фарадея [17] (см. рис. 4, а). Симметрия таких образований определяется спектром собственных мод, возбужденных благодаря МН. На рис. 3, б, представлен спектр собственных мод нелинейного паттерна, приведенного на рис. 3, а. Интересно заметить, что этот спектр формируется двумя зонами в окрестности  $Kd \sim 1,9$  и  $Kd \sim 0,8$ . Таким образом, волны Фарадея постепенно формируются во времени, будучи совершенно отличными от модуляций, обусловленных краевыми эффектами, которые повторяют квадратную симметрию решетки (рис. 3, а, б).

Захваченные («запертые») и шагающие солитоны представлены на рис. 3, в, г. Семейство захваченных солитонов включает в себя как симметричные, так и асимметричные солитоны с поперечным субволновым размером порядка  $0,05\lambda$ . Необходимо отметить, что солитоны такого типа всегда остаются неподвижными, даже когда приложенное поле является неоднородным. Это обусловлено тем, что их энергия недостаточно велика, чтобы преодолеть потенциальный барьер, создаваемый самой решеткой [18].

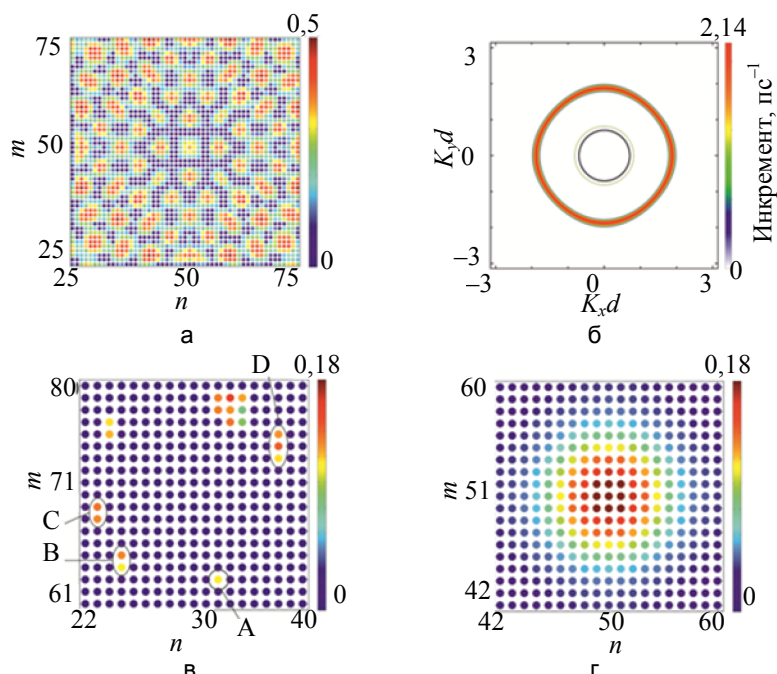


Рис. 3. Мгновенные снимки поляризации частиц  $|P_{mn}^{\perp}|^2$ , соответствующие: волнам Фарадея ( $\Omega = -0,01$ ,  $|E_0^{\perp}|^2 = 1,5 \times 10^{-4}$ ) (а), запертым ( $\Omega = -0,1$ ,  $|E_0^{\perp}|^2 = 1,7 \times 10^{-4}$ ) (в) и шагающим плазмон-солитонам ( $\Omega = 0,01$ ,  $|E_0^{\perp}|^2 = 10^{-4}$ ) (г). На рисунке (б) показана контурная карта инкремента, соответствующая реализации, показанной на рис. (а). На рисунке (в) буквами «А», «В», «С» и «D» обозначены захваченные солитоны, локализованные на одной, двух (симметричный и асимметричный) и трех частицах соответственно

Шагающие солитоны характеризуются более широкой локализацией, которая составляет около 150 наночастиц (в силу чего их энергия достаточна для преодоления потенциала решетки), а их форма не зависит от  $\Omega, |E_0^\perp|^2$  и ширины профиля поляризации, задаваемого начальными условиями. Была обнаружена бифуркация шагающих солитонов при  $\hbar\omega = \hbar\omega_0 = 3,14$  эВ ( $\Omega = 0$ ) (см. рис. 2). При  $\hbar\omega \geq 3,14$  эВ такие солитоны обладают устойчивым стационарным профилем, дрейфуя под влиянием краевых эффектов с относительно малой скоростью порядка  $10^{-4} \times c$ , где  $c$  – скорость света, и упруго сталкиваясь с границами решетки и друг с другом. Однако при  $\hbar\omega < 3,14$  эВ шагающие солитоны трансформируются в осциллоны, которые перемещаются со скоростью порядка  $10^{-2} \times c$ , сливаются в один осциллоны и излучаются через границы решетки. Отметим, что мощным инструментом для управления солитонами являются неоднородности фазы или амплитуды внешнего поля, так как градиент неоднородности задает направление дрейфа.

Численное исследование позволило обнаружить зоны существования запертых и шагающих солитонов на плоскости параметров «интенсивность–частота» (рис. 2). Примечательно, что зоны МН и шагающих солитонов имеют перекрытие, внутри которого солитоны не разрушаются МН, а существуют в окружении волн Фарадея.

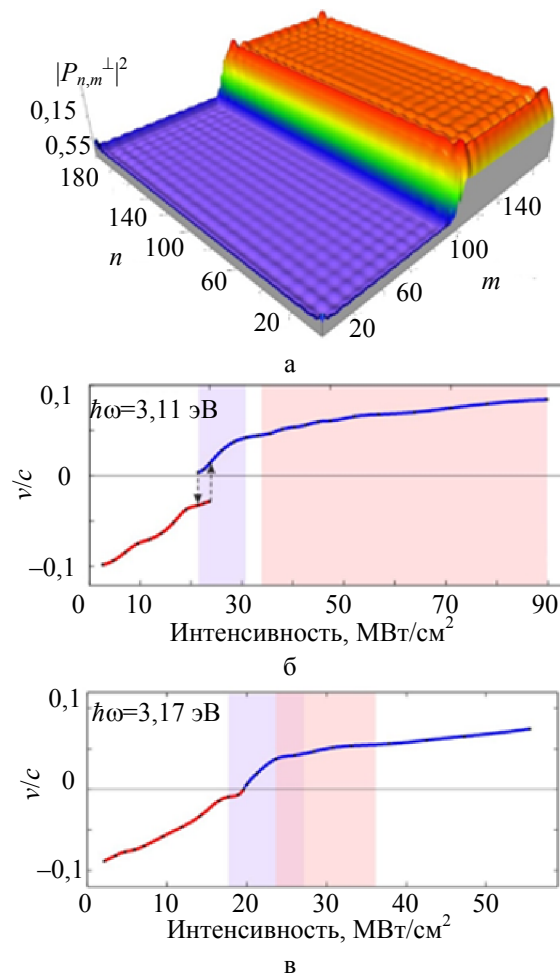


Рис. 4. Профиль поляризации  $|P_{n,m}^\perp|^2$  для стационарного кинка, полученный при  $\Omega = 0,01$  и  $|E_0^\perp|^2 = 0,83 \times 10^{-4}$ . Слабые осцилляции вызваны краевыми эффектами (а). Зависимости скорости кинка  $v$ , нормированной на скорость света  $c$ , от интенсивности приложенного поля при  $\Omega = -0,01$  ( $\hbar\omega = 3,11$  эВ) (б) и  $\Omega = 0,01$  ( $\hbar\omega = 3,17$  эВ) (в). Синим цветом отмечена область существования солитонов, красным – модуляционной неустойчивости

Интересно также сравнить исследованные солитоны с солитонами в схожей резонансной системе – двумерной решетке кольцевых резонаторов [3, 19]. Принципиальным отличием последней от решетки металлических наночастиц является отсутствие дальнего взаимодействия. В обеих этих системах были обнаружены захваченные солитоны, локализованные всего на одном или нескольких резонаторах, со схожими свойствами. Однако мобильность и форма широких солитонов оказалась совершенно различной. Дальнее взаимодействие приводит к тому, что форма широких солитонов в массиве наночастиц – всегда круглая, с фиксированным диаметром порядка 16 наночастиц вне зависимости от формы начального распределения поляризуемостей частиц. Также такие солитоны отличаются высокой степенью подвижности.



В то же время в решетке кольцевых резонаторов с ближним взаимодействием форма широких солитонов задается начальным условием (за исключением случаев разбиения одного солитона на несколько в условия развития МН), а их подвижность, по крайней мере, при однородном возбуждении, полностью отсутствует.

Рассмотрим теперь волны переключения. Для подавления влияния краевых эффектов на динамику кинков увеличим размер решетки до  $201 \times 201$  частиц. В отличие от одномерных волн переключения, в цепочке частиц [16] двумерные кинки с отрицательными и положительными скоростями имеют одинаковую ширину, равную 9 наночастицам, как показано на рис. 4, а. Как следует из рис. 4, б, при  $\hbar\omega < 3,14$  эВ отрицательная и положительная ветви зависимости скорости кинков от интенсивности формируют гистерезисную петлю, которая исчезает при  $\hbar\omega \geq 3,14$  эВ, что приводит к появлению стационарных кинков с нулевой скоростью (рис. 4, в). Важно отметить, что бифуркационные частоты для кинков и шагающих солитонов совпадают. Более того, шагающие солитоны всегда существуют при тех же параметрах, что и кинки с минимальными скоростями, как показано на рис. 4, б. Это является типичной ситуацией для пространственно распределенных бистабильных систем, в которых солитоны могут трактоваться как два самозахватывающихся кинка с противоположными полярностями. В заключение необходимо отметить, что кинки могут существовать одновременно с МН, если МН генерирует только малоамплитудные волны Фарадея, что соответствует малой величине инкремента.

### Реалистичные параметры

Заметим, что интенсивность внешнего поля, необходимого для наблюдения описанных выше эффектов, составляет порядка  $50$  МВт/см<sup>2</sup>. Такие большие поля неизбежно приведут к тепловому разрушению наночастиц, если не ограничивать длительность облучения. Чтобы оценить максимально возможную длительность импульса накачки, мы воспользуемся экспериментально полученной величиной пороговой плотности энергии абляции серебряных наночастиц в кварцевой матрице, которая составляет  $3,96$  Дж/см<sup>2</sup> при пикосекундном режиме облучения [20]. Принимая во внимание усиление электрического поля внутри серебряной наночастицы благодаря поверхностному плазменному резонансу, мы получаем максимальную длительность импульса порядка  $0,1$  нс, что намного больше характерного времени, необходимого для генерации нелинейных диссипативных мод, которое равно примерно  $500$  фс. Таким образом, все рассмотренные в настоящей работе эффекты доступны для наблюдения в экспериментальных условиях.

### Заключение

В работе изучены поперечные нелинейные моды в двумерной решетке нелинейных металлических наночастиц, возбуждаемой лазерным излучением. Продемонстрирована генерация плазмонного аналога волн Фарадея, захваченных и шагающих солитонов, а также кинков. Полученные результаты открывают широкие перспективы для дальнейших экспериментальных исследований нелинейных плазмонных наноструктур и метаматериалов, которые могут найти применение в нанофотонных устройствах.

### References

1. Kauranen M., Zayats A.V. Nonlinear plasmonics. *Nature Photonics*, 2012, vol. 6, no. 11, pp. 737–748.
2. Kivshar Yu.S., Orlov A.A. Perestraivaemye i nelineinye metamaterialy [Reconfigurable and nonlinear metamaterials]. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2012, no. 3 (79), pp. 1–10.
3. Rosanov N.N., Vysotina N.V., Shatsev A.N., Desyatnikov A.S., Shadrivov I.V., Noskov R.E., Kivshar Yu.S. Diskretnye volny pereklyucheniya i dissipativnye solitony v kogerentno vzbuzhdaemykh nanostrukturakh i metamaterialakh [Discrete switching waves and dissipative solitons in the coherently excited nanostructures and metamaterials]. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2012, no. 4 (80), pp. 1–12.
4. Utikal T., Hentschel M., Giessen H. Nonlinear photonics with metallic nanostructures on top of dielectrics and waveguides. *Applied Physics B*, 2011, vol. 105, no. 1, pp. 51–65.
5. Schumacher T., Kratzer K., Molnar D., Hentschel M., Giessen H., Lippitz M. Nanoantenna-enhanced ultrafast nonlinear spectroscopy of a single gold nanoparticle. *Nature Communications*, 2011, vol. 2, pp. 333–1–333–6. doi:10.1038/ncomms1334
6. Ginzburg P., Krasavin A.V., Zayats A.V. Cascaded second-order surface plasmon solitons due to intrinsic metal nonlinearity. *New Journal of Physics*, 2013, vol. 15, pp. 013031–1–013031–13. doi:10.1088/1367-2630/15/1/013031
7. Zharov A.A., Noskov R.E., Tsarev M.V. Plasmon-induced terahertz radiation generation due to symmetry breaking in a nonlinear metallic nanodimer. *Journal of Applied Physics*, 2009, vol. 106, no.7, pp. 073104–1–073104–5. doi: 10.1063/1.3225606
8. Noskov R.E., Zharov A.A., Tsarev M.V. Generation of widely tunable continuous-wave terahertz radiation using a two-dimensional lattice of nonlinear metallic nanodimers. *Phys. Rev. B*, 2010, vol. 82, no. 7, pp. 073404–1–073404–4. doi: 10.1103/PhysRevB.82.073404
9. Wang H., Shi L., Lukyanchuk B., Sheppard C.J.R., Chong C.T. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics. *Nature Photonics*, 2008, vol. 2, no. 8, pp. 501–505.

10. Palpant B. Third-order nonlinear optical response of metal nanoparticles. *Non-Linear Optical Properties of Matter*. Eds M. G. Papadopoulos, A. J. Sadlej, J. Leszczynski. Dordrecht, Springer, 2006, vol. 1, pp. 461–508.
11. Rautian S.G. Nonlinear saturation spectroscopy of the degenerate electron gas in spherical metallic particles. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1997, vol. 85, no. 3, pp. 451–461. doi: 10.1134/1.558330
12. Drachev P., Buin A.K., Nakotte H., Shalaev V.M. Size dependent for conduction electrons in Ag nanoparticles. *Nano Letters*, 2004, vol. 4, no. 8, pp. 1535–1539.
13. Govyadinov A.A., Panasyuk G.Y., Schotland J.C., Markel V.A. Theoretical and numerical investigation of the size-dependent optical effects in metal nanoparticles. *Phys. Rev. B*, 2011, vol. 84, no. 15, pp. 155461-1–155461-12. doi: 10.1103/PhysRevB.84.155461
14. Noskov R.E., Belov P.A., Kivshar Yu.S. Subwavelength modulational instability and plasmon oscillons in nanoparticle arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, vol. 108, no. 9, pp. 093901-1–093901-5. doi: 10.1103/PhysRevLett.108.093901
15. Noskov R.E., Belov P.A., Kivshar Yu.S. Subwavelength plasmonic kinks in arrays of metallic nanoparticles. *Optics Express*, 2012, vol. 20, no. 3, pp. 2733–2739.
16. Noskov R.E., Belov P.A., Kivshar Yu.S. Oscillons, solitons, and domain walls in arrays of nonlinear plasmonic nanoparticles. *Scientific Reports*, 2012, vol. 2, pp. 873-1–873-8. doi: 10.1038/srep00873
17. Miles J. On Faraday waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993, vol. 248, pp. 671–683.
18. Braun O.M., Kivshar Yu.S. *The Frenkel-Kontorova Model: Concepts, Methods, and Applications*. Heidelberg, Springer, 2004, 498 p.
19. Rosanov N.N., Shadrivov I.V., Kivshar Y.S., Vysotina N.V., Shatsev A.N., Powell D.A. Discrete dissipative localized modes in nonlinear magnetic metamaterials. *Optics Express*, 2011, vol. 19, no. 27, pp. 26500–26506.
20. Torres-Torres C., Peréa-López N., Reyes-Esqueda J.A., Rodríguez-Fernández L., Crespo-Sosa A., Cheang-Wong J.C., Oliver A. Ablation and optical third-order nonlinearities in Ag nanoparticles. *International Journal of Nanomedicine*, 2010, vol. 5, pp. 925–932.

- |                                     |  |
|-------------------------------------|--|
| <b>Носков Роман Евгеньевич</b>      | – кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия, <a href="mailto:nanometa@gmail.com">nanometa@gmail.com</a> |
| <b>Смирнова Дарья Александровна</b> | – аспирант, Центр нелинейной физики, Австралийский национальный университет, Канберра, Австралия, <a href="mailto:namaste89@mail.ru">namaste89@mail.ru</a>   |
| <b>Лапшина Надежда Сергеевна</b>    | – аспирант, инженер-исследователь, Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия, <a href="mailto:n.lapshina@phoi.ifmo.ru">n.lapshina@phoi.ifmo.ru</a>          |
| <b>Roman Noskov</b>                 | – PhD, senior scientific researcher, Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia, <a href="mailto:nanometa@gmail.com">nanometa@gmail.com</a>                             |
| <b>Daria Smirnova</b>               | – postgraduate, Nonlinear Physics Center, Australian National University, Canberra, Australia, <a href="mailto:namaste89@mail.ru">namaste89@mail.ru</a>  |
| <b>Nadezhda Lapshina</b>            | – postgraduate, research engineer, Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia, <a href="mailto:n.lapshina@phoi.ifmo.ru">n.lapshina@phoi.ifmo.ru</a>                     |

УДК 581.787

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СИГНАЛОВ СПЕКТРАЛЬНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В БЛИЖНЕЙ ИК ОБЛАСТИ СПЕКТРА<sup>1</sup>

И.П. Гуров<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия, [gurov@mail.ifmo.ru](mailto:gurov@mail.ifmo.ru)

Рассмотрены особенности формирования сигналов в спектральной интерферометрии и оптической когерентной томографии. Приведены основные соотношения, определяющие минимальное значение координаты по глубине исследуемого объекта, на которой регистрируется один период сигнала спектральной интерференции и устанавливаемое значение приращения по длине волны с учетом диапазона глубин, в котором регистрируются сигналы спектральной интерференции. Дана оценка разрешающей способности систем спектральной интерферометрии и оптической когерентной томографии с перестраиваемой длиной волны с учетом спектрального диапазона перестройки длины волны. Показано, что отношение среднего значения длины волны к диапазону перестройки по длине волны определяет разрешающую способность по глубине исследуемого объекта, тогда как максимальный диапазон по глубине, в котором возможно исследование микроструктуры объекта при помощи метода спектральной оптической когерентной томографии, не зависит от

<sup>1</sup> Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации.