

Топология плазмон-поляритонных вихрей на адаптивном зеркале

И.В. Дзедолик, В.С. Перескоков*

Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
Физико-технический институт
295007, г. Симферополь, пр. Академика Вернадского, 4

Поступила в редакцию 17.06.2016 г.

На поверхности металлического слоя адаптивного зеркала при падении объемной электромагнитной волны могут возбуждаться TM -моды поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). На возбуждение мод ППП расходуется часть энергии падающей волны. При отражении TM -мод ППП от границ деформированных областей на поверхности металлического слоя адаптивного зеркала возбуждаются E -моды ППП. Суперпозиция TM -мод и E -мод приводит к образованию вихрей ППП в сингулярных точках интерференционного поля. Топология вихрей ППП меняется в зависимости от кривизны границ деформированных областей на поверхности адаптивного зеркала. При этом в компонентах вектора Пойнтинга ППП-вихри появляются и исчезают, а на волновом фронте отраженной от адаптивного зеркала волны возникают винтовые дислокации в сингулярных точках поля. Возникновение вихрей ППП на металлической поверхности зеркала необходимо учитывать при расчетах параметров коррекции волнового фронта в адаптивных системах.

Ключевые слова: адаптивное зеркало, поверхностный плазмон-поляритон, плазмон-поляритонные вихри; adaptive mirror, surface plasmon-polariton, plasmon-polariton vortices.

Введение

Задачи управления волновым фронтом принимаемого и передаваемого излучения в настоящее время весьма актуальны в звездной и солнечной астрономии, в системах связи, для управления лазерными пучками в технологических процессах, в медицине и т.д. [1]. Одним из наиболее эффективных методов решения таких задач является использование адаптивных зеркал с деформируемой поверхностью [2]. При расчетах необходимой кривизны поверхности адаптивного зеркала в устройствах адаптивной оптики учитываются амплитудно-фазовые неоднородности возмущенного волнового фронта, флуктуации интенсивности падающей волны и распределение интенсивности и фазы отраженной от зеркала волны. Однако на металлической поверхности адаптивного зеркала при падении на нее объемной электромагнитной волны могут возбуждаться поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) при выполнении определенных граничных условий для соответствующей частотной компоненты ω падающей волны. ППП вносят амплитудно-фазовые искажения в волновой фронт отраженной от адаптивного зеркала волны, которые также желательно учитывать при расчетах коррекции волнового фронта.

Поверхностные плазмон-поляритоны представляют собой неоднородные поверхностные волны, нормальные компоненты полей которых экспоненциально затухают при удалении в обоих направлениях от границы сред [3–6]. ППП возбуждаются на границе раздела металл – диэлектрическая среда при равенстве тангенциальной компоненты волнового вектора объемной электромагнитной волны и постоянной распространения поверхностной электромагнитной волны. Если металл и диэлектрическая среда немагнитные, причем диэлектрическая проницаемость одной из сред на данной частоте отрицательная, то возбуждаются ППП, которые формируют TM -моду.

Существуют несколько вариантов возбуждения ППП на границе металла и диэлектрической среды [3]. Например, ППП возбуждаются, когда объемная электромагнитная волна рассеивается на границах неоднородностей на поверхности металла. ППП также генерируются в результате нарушения условий полного внутреннего отражения в диэлектрической призме, находящейся над металлической поверхностью, если волновой вектор объемной электромагнитной волны согласуется с постоянной распространения ППП. При этом часть энергии падающей электромагнитной волны преобразуется в энергию ППП, которые распространяются по металлической поверхности.

Хорошо известно, что интерференция волн с волновыми фронтами различных конфигураций приводит к образованию вихрей в результате отражения, преломления и дифракции волн [7, 8]. Вихрь фор-

* Игорь Викторович Дзедолик (dzedolik@crimea.edu, igor.dzedolik@gmail.com); Владислав Сергеевич Перескоков (pereskokow@gmail.com).

мируется в сингулярной точке интерференционного поля, где действительная и мнимая части вектора Пойнтинга равны нулю, а фаза поля имеет винтовую или краевую дислокацию. При возникновении фазовой винтовой дислокации вектор Пойнтинга прецессирует вокруг сингулярной точки.

При нормальном падении электромагнитной волны, переносящей оптический вихрь, на металлическую поверхность возбуждается вихрь ППП [9]. Вихри ППП также могут быть возбуждены с помощью различных плазмонных линз, которые представляют собой изогнутые полосы или щели в металлическом слое, и тому подобных структур [10–14] либо в результате модовой интерференции при отражении ППП от криволинейной границы [15, 16].

ТМ-мода ППП формируется на однородной границе между немагнитной диэлектрической средой и немагнитным металлом и распространяется вдоль гладкой поверхности металла по прямой линии, а ее волновой фронт является плоским [3–6]. Однако если на поверхности металла имеются неоднородности, ППП отражаются от их границ. При определенных условиях в результате интерференции мод ППП в точках минимумов поля могут формироваться вихри [6, 16]. В этих точках амплитуда поля ППП равна нулю, фаза поля имеет винтовую дислокацию, а интерференционные полосы расщепляются.

В устройствах адаптивной оптики для коррекции волнового фронта поверхность адаптивного зеркала деформируется, при этом на оптической поверхности зеркала возникают области с криволинейными границами [1, 2]. ППП, которые распространяются вдоль поверхности, частично отражаются

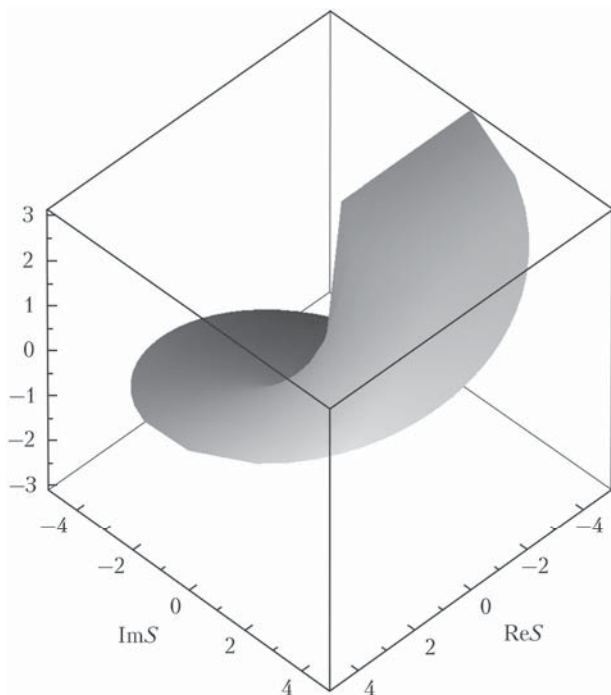


Рис. 1. Винтовая дислокация волнового фронта ППП: вихрь с топологическим зарядом $\ell = 1$ образуется вокруг сингулярной точки, в которой $\text{Re}S = 0$ и $\text{Im}S = 0$

от границ деформированных областей и интерферируют с ППП, прошедшими через границы этих областей. В точках поверхности зеркала, в которых амплитуды электрического и магнитного полей интерференционного поля ППП равны нулю, т.е. равны нулю компоненты вектора Пойнтинга ППП $S_j = S_{ja} \exp(i\phi_j)$ ($S_{ja} = [(\text{Re}S_j)^2 + (\text{Im}S_j)^2]^{1/2}$ – амплитуда, $\phi_j = \arctan(\text{Im}S_j/\text{Re}S_j)$ – фаза), могут образоваться плазмон-поляритонные вихри, описываемые как $(\text{Re}S_j + i\text{Im}S_j)^\ell = S_{ja}^{\ell} \exp(i\ell\phi_j)$. При обходе вокруг сингулярных точек, в которых $\text{Re}S_j = 0$ и $\text{Im}S_j = 0$, фаза ϕ поверхностной волны изменяется на величину, кратную 2π , $\oint dr \nabla \phi = 2\pi\ell$, где $\ell = \pm 1, \pm 2, \dots$ – топологический заряд вихря. В сингулярной точке волновой фронт приобретает спиральную форму, т.е. возникает винтовая дислокация волнового фронта (рис. 1).

1. Формирование мод ППП на поверхности зеркала

Предположим, что объемная электромагнитная волна с частотой ω падает на поверхность металлического слоя с диэлектрической проницаемостью ϵ_M , которая деформирована так, что на ней имеются впадины различной формы и глубины. Над слоем металла находится однородная диэлектрическая среда с диэлектрической проницаемостью ϵ_D , металл и диэлектрическая среда немагнитные.

Выражения для компонент полей ППП на границе раздела диэлектрической среды и металла могут быть получены при решении уравнений Максвелла для немагнитных сред:

$$\nabla \times \mathbf{B} = c^{-1} \epsilon \dot{\mathbf{E}}, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -c^{-1} \dot{\mathbf{B}}. \quad (1)$$

Представляя решения системы уравнений (1) в форме [3] $\mathbf{E}, \mathbf{B} \sim \exp[-\alpha x + i(\beta z - \omega t)]$, мы находим компоненты электрического поля *ТМ*-моды ППП

$$E_x = -i \frac{c}{\omega \epsilon} \frac{\partial B_y}{\partial z}, \quad E_z = i \frac{c}{\omega \epsilon} \frac{\partial B_y}{\partial x} \quad (2)$$

и уравнение для компоненты магнитного поля

$$\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_y}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon B_y = 0. \quad (3)$$

Решения для компонент поля E_x, E_z, B_y *ТМ*-моды не зависят от поперечной координаты y , пока ППП не отражаются от границы неоднородности. Решения уравнения (3) для магнитного поля имеют вид $B_y = A \exp[-\alpha_D x + i(\beta z - \omega t)]$ на границе с диэлектрической средой при $x > 0$ и $B_y = A \exp[\alpha_M x + i(\beta z - \omega t)]$ в металле при $x < 0$. Подставив эти решения в уравнение (3), получаем дисперсионные уравнения: в диэлектрике $c^{-2} \omega^2 \epsilon_D + \alpha_D^2 - \beta^2 = 0$ и в металле $c^{-2} \omega^2 \epsilon_M + \alpha_M^2 - \beta^2 = 0$. Кроме этого, из условия

непрерывности тангенциальной составляющей электрического поля на обеих сторонах металлической поверхности при $x = 0$ мы получаем граничное условие $\alpha_M \epsilon_D = -\alpha_D \epsilon_M$ для TM -моды ППП, которое выполняется при $\epsilon_M < 0$.

На границе раздела металл–диэлектрик ППП формируют TM -моду с компонентами поля

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{c\beta A e^{-\alpha_D x}}{\omega \epsilon_D} \exp(i\varphi_{TM}), \\ E_z &= -i \frac{c\alpha_0 A e^{-\alpha_D x}}{\omega \epsilon_D} \exp(i\varphi_{TM}), \\ B_y &= A e^{-\alpha_D x} \exp(i\varphi_{TM}), \end{aligned} \quad (4)$$

где $A = \text{const}$, $\alpha_D = (\beta^2 - c^{-2}\omega^2 \epsilon_D)^{1/2}$ – поперечный декремент в диэлектрике, $\beta = c^{-1}\omega(\epsilon_M \epsilon_D)^{1/2}(\epsilon_M + \epsilon_D)^{-1/2}$ – постоянная распространения, $\varphi_{TM} = \beta z - \omega t$ – фаза TM -моды ППП. Электрический вектор TM -моды ППП вращается в плоскости (x, z) (рис. 2).



Рис. 2. Отражение ППП от границы деформированной области в слое металла: φ – угол между касательной к границе деформированной области и осью y

TM -мода ППП, распространяющаяся вдоль оси z , имеет плоский волновой фронт, параллельный поперечной оси y . TM -мода с плоским волновым фронтом падает на границу деформированной области в слое металла, касательная к которой направлена под углом φ к оси y , и отражается от границы (рис. 2). E -мода ППП формируется при отражении TM -моды от границы деформированной области в металле. Компоненты E -моды ППП $E_x, E_y, E_z, B_y, B_z \sim \exp(-\alpha x - i\omega t)$, $B_x = 0$, удовлетворяют уравнениям Максвелла (1):

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} &= -i \frac{\omega \epsilon}{c} E_x, \\ \alpha B_z &= -i \frac{\omega \epsilon}{c} E_y, \quad \alpha B_y = i \frac{\omega \epsilon}{c} E_z, \\ \alpha E_z + \frac{\partial E_x}{\partial z} &= i \frac{\omega}{c} B_y, \quad \alpha E_y + \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i \frac{\omega}{c} B_z. \end{aligned} \quad (5)$$

Граничные условия $\alpha_M \epsilon_D = -\alpha_D \epsilon_M$ на поверхности раздела металла и диэлектрической среды для E -моды и TM -моды одинаковые.

В E -моды ППП имеются три компоненты электрического поля \mathbf{E} и только две компоненты маг-

нитного поля \mathbf{B} . E -мода возникает при отражении от границы неоднородности компонент E_z и B_y TM -моды, которые поворачиваются на угол φ вокруг оси x , нормальной к плоскости (y, z) , при этом возникают компоненты E_y и B_z . Вектор магнитного поля отраженных ППП лежит в плоскости металлической поверхности, а нормальная компонента магнитного поля не возбуждается, $B_x = 0$, т.е. E -мода ППП формируется полем с компонентами E_x, E_y, E_z, B_y, B_z .

Уравнение для магнитного поля ППП на границе металл–диэлектрик следует из уравнений (5), $\frac{\partial^2 B'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 B'}{\partial z^2} + \beta^2 B' = 0$, где $B' = \partial B_z / \partial y - \partial B_y / \partial z$, $\beta^2 = c^{-2}\omega^2 \epsilon + \alpha^2$. Представляя решение этого уравнения в виде $B' = B_a \exp[i(\kappa y + \tilde{\beta} z)]$, где $\kappa = (k^2 - \tilde{\beta}^2)^{1/2}$, находим $\tilde{\beta} = -\beta \cos 2\varphi$ и $\kappa = \beta \sin 2\varphi$, если ППП распространяются вдоль оси z под углом $\varphi \in [\pi/2, 0]$ к нормали к границе касательной (рис. 2) после отражения ППП от границы деформированной области. Представим выражения для электрических компонент поля E -моды в форме $E_x = i \frac{c}{\omega \epsilon} B'$,

$E_y = i \frac{c\alpha}{\omega \epsilon} B_z$, $E_z = -i \frac{c\alpha}{\omega \epsilon} B_y$. Компоненты магнитного поля E -моды удовлетворяют системе уравнений $\partial B_z / \partial y - \partial B_y / \partial z = B'$ и $\partial B_y / \partial y + \partial B_z / \partial z = 0$. Мы получаем решение этой системы уравнений в виде $B_y = i\tilde{\beta} \beta^{-2} B'$ и $B_z = -i\kappa \beta^{-2} B'$. Для совпадения компонент поля E -моды и TM -моды при $\varphi = \pi/2$ выбираем произвольную константу в виде $B_a = -i\beta A$. Компоненты E -моды ППП имеют вид

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{c\beta A e^{-\alpha_D x}}{\omega \epsilon_D} \exp(i\varphi_E), \\ E_y &= -i \frac{c\alpha_D A e^{-\alpha_D x} \cos \varphi}{\omega \epsilon_D} \exp(i\varphi_E), \\ E_z &= -i \frac{c\alpha_D A e^{-\alpha_D x} \sin \varphi}{\omega \epsilon_D} \exp(i\varphi_E), \\ B_y &= A e^{-\alpha_D x} \sin \varphi \exp(i\varphi_E), \\ B_z &= -A e^{-\alpha_D x} \cos \varphi \exp(i\varphi_E), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\varphi_E = \beta(y \sin 2\varphi - z \cos 2\varphi) - \omega t$. Волновые векторы отраженных от границы ППП поворачиваются на угол φ по отношению нормали к касательной к границе деформированной области, т.е. отраженные ППП распространяются под углом 2φ к продольной оси z .

Диэлектрическая проницаемость металла имеет комплексное значение $\epsilon_M = -\epsilon' + i\epsilon''$ с отрицательной вещественной частью в терагерцовом и оптическом диапазонах частот [17]. Постоянные распространения ППП $\beta = \beta' + i\beta''$ тоже имеют комплексные значения. Их мнимые части характеризуют затухание ППП вдоль оси z , т.е. определяют длину распространения ППП вдоль поверхности металлического

слоя $L = 1/2\beta''$ [3–6]. Поперечный декремент также имеет комплексное значение $\alpha_D = (\beta^2 - c^{-2}\omega^2\epsilon_D)^{1/2}$. Таким образом, компоненты поля при распространении ППП осциллируют на частоте ω , затухая как по нормальной оси x по обе стороны границы металл–диэлектрическая среда, так и по продольной оси z .

Согласование z -компоненты волнового вектора объемной электромагнитной волны $k_{0z} = k_0 \sin\theta$ и постоянной распространения ППП $\beta = c^{-1}\omega(\epsilon_M\epsilon_D)^{1/2} \times (\epsilon_M + \epsilon_D)^{-1/2}$ имеет место, если угол падения θ электромагнитной волны удовлетворяет соотношению $k_0 \sin\theta + \Delta k_0 = c^{-1}\omega(\epsilon_M\epsilon_D)^{1/2}(\epsilon_M + \epsilon_D)^{-1/2}$, где $\Delta k_0 = m2\pi/\Lambda$ – добавка к волновому вектору, возникающая на периодической неоднородности на границе сред типа дифракционной решетки с периодом Λ [3–6, 16]. Другой вариант выполнения условия синхронизма для z -компоненты волнового вектора падающей волны и постоянной распространения ППП имеет место для впадин в адаптивном зеркале, $k_0 \sin\theta = c^{-1}\omega(\epsilon_M\epsilon_D)^{1/2}(\epsilon_M + \epsilon_D)^{-1/2} \sin\theta_M$, где θ_M – угол между нормалью к касательной к впадине и плоскостью зеркала (рис. 3), если размеры впадин много больше длины волны ППП $\lambda = 2\pi/\beta$.

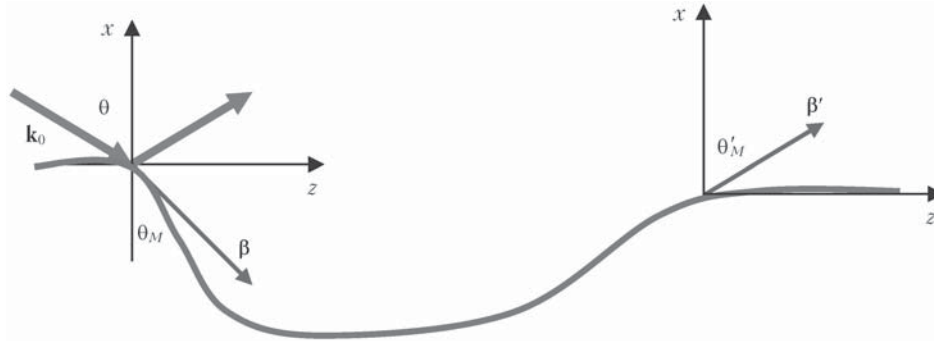


Рис. 3. Падение и излучение объемной электромагнитной волны на адаптивное зеркало: θ – угол между нормалью к плоскости зеркала и волновым вектором объемной волны, θ_M – угол между нормалью к плоскости зеркала и касательной к поверхности впадины

Выполнение условий синхронизма для волнового вектора объемной волны и постоянной распространения ППП в адаптивной системе возможно для внеосевых лучей, падающих на поверхность зеркала под большими углами, при наличии соответствующих неоднородностей на поверхности адаптивного зеркала. Эти условия возникают вблизи границ адаптивного зеркала (рис. 1, темное кольцо).

2. Топология ППП-вихрей при интерференции TM -моды и E -моды

Рассмотрим образование плазмон-поляритонных вихрей при интерференции TM -моды и E -моды ППП на поверхности адаптивного зеркала. Топология интерференционного поля зависит от угла ϕ нормали к касательной на границе деформированных облас-

тей в металле (рис. 2). Аппроксимируем границу деформированной области в металле ломаной линией, состоящей из отрезков с начальной точкой (y_{0n}, z_{0n}) и конечной точкой (y_n, z_n) , расположенных под углом ϕ_n к оси y , $n = 1, 2, \dots$. Компоненты вектора Пойнтинга ППП при интерференции TM -моды и E -моды на поверхности металла имеют вид

$$S_x = E_y B_z - E_z B_y, \quad S_y = -E_x B_z, \quad S_z = E_x B_y, \quad (7)$$

где $E_x = E_{xTM} + E_{xE}$, $E_y = E_{yE}$, $E_z = E_{zTM} + E_{zE}$, $B_y = B_{yTM} + B_{yE}$, $B_z = B_{zE}$, $E_{jE} = \sum_n E_j(\phi_n)$, $B_{jE} = \sum_n B_j(\phi_n)$. Топология интерференционной картины ППП определяется фокусировкой или дефокусировкой при отражениях ППП от вогнутой или выпуклой границ деформированных областей адаптивного зеркала (рис. 2). Интерференция мод ППП приводит к образованию вихрей в сингулярных точках в минимумах поля.

Вихри ППП возникают в точках минимумов интерференционного поля, где интерференционные линии расщепляются (рис. 4, $a-e$). Фаза вектора

Пойнтинга имеет винтовую дислокацию в сингулярных точках поля (рис. 4, $z-e$). Если вихревая фаза растет при обходе сингулярной точки от $-\pi$ до π (см. шкалу) при вращении волнового фронта по правой спирали вдоль оси x (направление вращения против часовой стрелки на рис. 4, $ж-u$), то вихрь ППП имеет положительный топологический заряд $\ell = \frac{1}{2\pi} \oint d\mathbf{r} \nabla \phi > 0$, и наоборот [8].

Вихри ППП появляются в точках сингулярности интерференционного поля (рис. 4). Например, в компоненте вектора Пойнтинга ППП S_x имеется два вихря в выделенной области (рис. 4, $a, z, ж$): с отрицательным топологическим зарядом $\ell = -1$ в точке $(0,00069; 0,00129)$ и с положительным топологическим зарядом $\ell = +1$ в точке $(0,00071; 0,00127)$, но вихри отсутствуют в этих точках в компонентах S_y и S_z (рис. 4, $б, д, з$ и рис. 4, $в, е, u$).

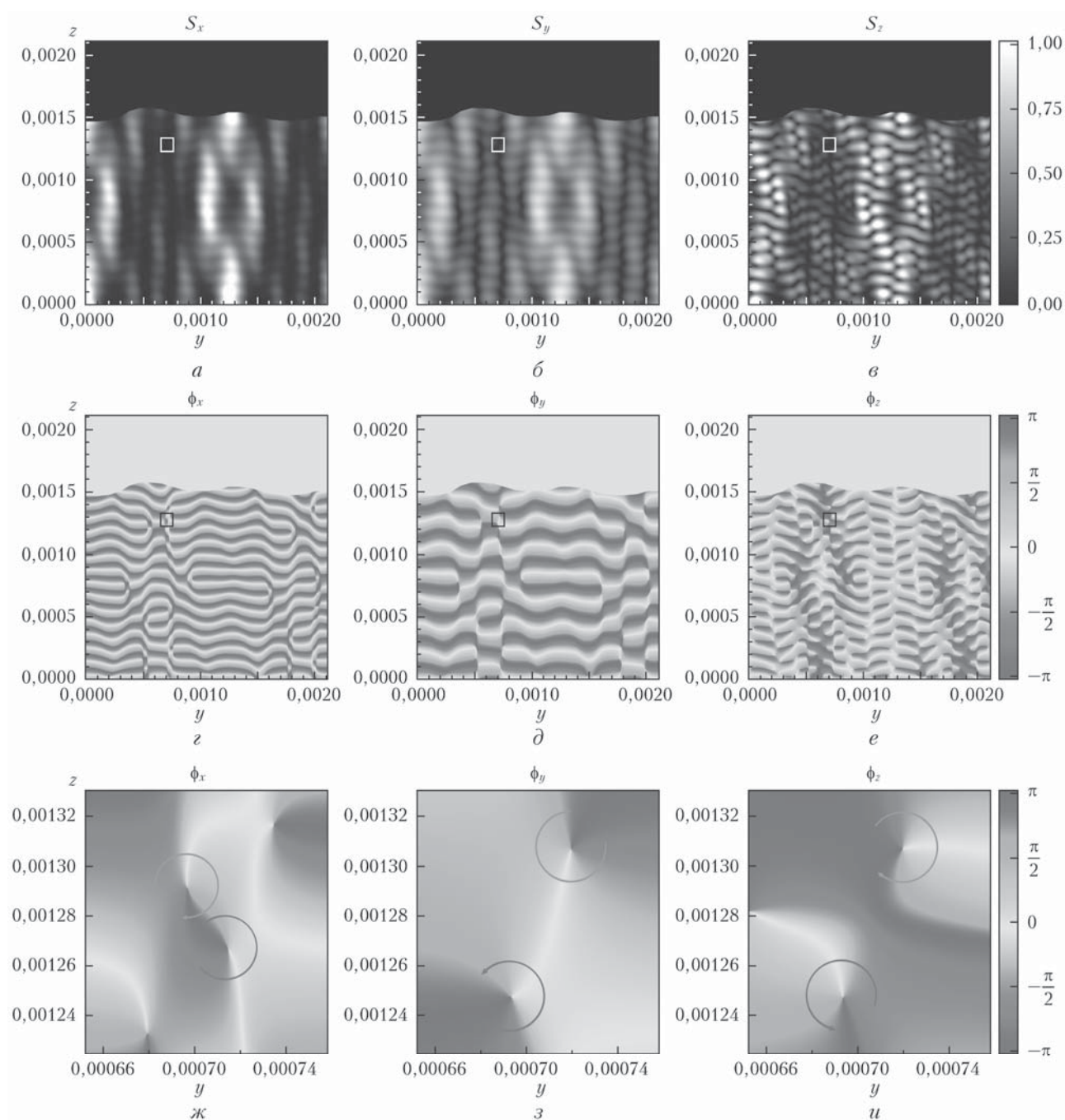


Рис. 4. Распределение амплитуды и фазы вектора Пойнтинга ППП на адаптивном зеркале при интерференции TM -мод и E -мод

Вихревая компонента вектора Пойнтинга ППП прецессирует вокруг сингулярной точки. Появление вихрей в сингулярных точках поля определяется условиями интерференции TM -мод и E -мод ППП. Вихри ППП не появляются при отражении TM -моды от прямолинейной границы, но возникают при отражении TM -моды от криволинейной границы. Изменение кривизны границы приводит к смещению минимумов интерференционного поля ППП, т.е. к изменению топологии вихрей на адаптивном зеркале.

3. Отражение объемной волны от адаптивного зеркала при возникновении вихрей ППП

При распространении по поверхности металла ППП на неоднородностях в металлическом слое возникает излучение объемных электромагнитных волн [3–5]. В рассматриваемом случае для трансформации поверхностной волны в объемную волну

вектор Пойнтинга ППП должен иметь нормальную к поверхности зеркала компоненту S_x , а постоянная распространения ППП β должна удовлетворять дисперсионному уравнению для объемных волн над поверхностью металла $c^{-2}\omega^2\varepsilon_D - \beta^2 = 0$ (рис. 3). Величина постоянной распространения ППП больше величины волнового вектора объемной волны той же частоты ω $\beta > k_0$, т.е. длина волны ППП меньше длины волны объемной волны $\lambda < \lambda_0$. Но в адаптивной системе при падении белого света на зеркале могут возбуждаться ППП с широким частотным спектром. Поэтому для ППП соответствующих частот $\omega = c\beta'/\sqrt{\varepsilon_D}$, возбужденных на границах деформированных областей на поверхности адаптивного зеркала с углом касательной θ_M , возможна трансформация ППП в объемные излучаемые волны на границах деформированных областей с другим углом касательной θ'_M (рис. 3). При этом на волновом фронте отраженной от адаптивного зеркала объемной волны образуются винтовые дислокации в сингулярных точках интерференционного поля ППП мод, которые нужно учитывать при расчете коррекции волнового фронта.

Заключение

На границе раздела диэлектрической среды и металла объемной электромагнитной волной могут возбуждаться ППП при наличии деформированных областей на поверхности металлического слоя. При этом ППП формируют поверхностную ТМ-моду, которая отражается на границах деформированных областей в металлическом слое, что приводит к формированию Е-моды, т.е. к изменению модового состава поверхностных волн. Волновой фронт поверхностной волны искривляется при отражении ППП от границ деформированных областей в металлическом слое. В результате интерференции ТМ-мод и Е-мод ППП на поверхности металлического слоя возникают вихри в точках минимумов интерференционного поля.

Топология вихрей зависит от конфигурации границ деформированных областей на поверхности адаптивного зеркала. Вихри могут возникать не во всех компонентах вектора Пойнтинга ППП, а только в некоторых, в зависимости от условий интерференции мод. Волновой фронт отраженной от адаптивного зеркала волны становится более сложным из-за возникновения вихрей ППП, образуются фазовые винтовые дислокации, что необходимо учитывать при расчетах параметров коррекции волнового фронта в адаптивной системе.

I.V. Dzedolik, V.S. Pereskakov. Topology of plasmon-polariton vortices on adaptive mirror.

TM-modes of surface plasmon polaritons (SPP) can be excited on the surface of the metal layer of an adaptive mirror at falling of a bulk electromagnetic wave. A part of the energy of the electromagnetic wave is involved in excitation of the SPP modes. The E-modes of the SPP are excited at reflection of the TM-modes from the boundaries of deformed areas on the adaptive mirror surface. The superposition of TM-modes and E-modes leads to the formation of SPP vortices at singular points of the interference field. The topology of the SPP vortices changes depending on the curvature of the boundaries of deformed areas on the adaptive mirror surface. In this case, the SPP vortices appear and disappear in the components of the Poynting vector, and the screw dislocations emerge at the wavefront at the singular points of the field. Emergence of SPP vortices on the metal surface of a mirror should be considered when calculating the wavefront correction parameters in the adaptive systems.

1. Лукин В.П. Формирование оптических пучков и изображений на основе применения систем адаптивной оптики // Успехи физ. наук. 2014. Т. 184, № 6. С. 599–640.
2. Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Ковалдо П.Г., Коняев П.А., Копылов Е.А., Лукин В.П., Трифонов В.Д. Эффективность использования управляемого зеркала DM2-100-31 в адаптивной оптической системе Большого солнечного вакуумного телескопа // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 12. С. 1096–1098.
3. Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
4. Raether H. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings. Berlin; Heidelberg; New York; London; Paris; Tokyo: Springer, 1986. 135 p.
5. Майер С.А. Плазмоника: теория и приложения. М.; Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. 296 с.
6. Dzedolik I.V. Solitons and nonlinear waves of phonon-polaritons and plasmon-polaritons. New York: Nova Science, 2016. 151 p.
7. Nye J.F., Berry M.V. Dislocation in wave trains // Proc. Roy. Soc. A. 1974. V. 336, iss. 1605. P. 165–190.
8. Dennis M.R., O'Holleran K., Padgett M.J. Singular optics: Optical vortices and polarization singularities // Progr. Opt. 2009. V. 53. P. 293–363.
9. Tan P.S., Yuan X.-C., Lin J., Wang Q., Mei T., Burge R.E., Mu G.G. Surface plasmon polaritons generated by optical vortex beams // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 111108 (3 p.).
10. Kim H., Park J., Cho S.-W., Lee S.-Y., Kang M., Lee B. Synthesis and dynamic switching of surface plasmon vortices with plasmonic vortex lens // Nano Lett. 2010. V. 10. P. 529–536.
11. Genevet P., Yu N., Aieta F., Lin J., Kats M.A., Blanchard R., Scully M.O., Gaburro Z., Capasso F. Ultrathin plasmonic optical vortex plate based on phase discontinuities // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100, N 013101.
12. Yu N., Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces // Natur. Mater. 2014. V. 13, N 2. P. 139–150.
13. Zhou H., Dong J., Zhou Y., Zhang J., Liu M., Zhang X. Designing appointed and multiple focuses with plasmonic vortex lenses // IEEE Photon. J. 2015. V. 7, Article ID 4801007.
14. Zhang J., Guo Z., Ge C., Wang W., Li R., Sun Y., Shen F., Qu S., Gao J. Plasmonic focusing lens based on single-turn nano-pinholes array // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 17883–17891.
15. Hecht B., Bielefeld H., Novotny L., Inoué Y., Pohl D.W. Local excitation, scattering, and interference of surface plasmons // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 1889–1892.
16. Dzedolik I.V., Pereskakov V. Formation of vortices by interference of surface plasmon polaritons // J. Opt. Soc. Amer. A. 2016. V. 33, N 5. P. 1004–1009.
17. Ordal M.A., Long L.L., Bell R.J., Bell S.E., Bell R.R., Alexander R.W., Ward C.A. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared // Appl. Opt. 1983. V. 22, N 7. P. 1099–1120.