

УДК 535.52

СВЕРХФОКУСИРОВКА ПОВЕРХНОСТНОГО ПОЛЯРИТОНА НА ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА

А.Ж. БАБАДЖАНЫН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 11 ноября 1999 г.)

Определены геометрические особенности шероховатой поверхности металла, когда из-за существенного уменьшения длины волны возбуждаемого светом поверхностного поляритона происходит его локализация в очень малой области пространства. В результате аномально возрастают волновые поля и создаются благоприятные условия для наблюдения нелинейных оптических эффектов.

Введение

При изучении нелинейных оптических эффектов на поверхности металла было обнаружено, что шероховатость поверхности способствует возрастанию нелинейного отклика [1]. При более детальном изучении этого вопроса выясняется, что степень возрастания нелинейного отклика существенно зависит от геометрических особенностей шероховатой поверхности. Так, в работах [2,3] было показано, что этот эффект в максимальной мере проявляется в том случае, когда шероховатость поверхности обусловлена наличием на гладкой поверхности металла шарообразных металлических частиц субмикронных размеров.

В [4] показано, что в процессе распространения поверхностного поляритона через клинообразную структуру существуют необходимые условия для сильной локализации волны и аномального возрастания электрических полей. По-видимому, этот эффект сверхфокусировки поверхностного плазмон-поляритона достаточно универсален и может наблюдаться также в структурах, имеющих не только клинообразную форму. В частности, эффект сверхфокусировки в области прикосновения между шаром и гладкой поверхностью позволит объяснить причину возрастания нелинейного оптического отклика шероховатой поверхности. Для исследования задачи аналитическими методами мы будем рассматривать структуру с несколько иной геометрической формой, которая, однако, имеет много сходных черт со структурой шар – плоская поверхность.

2. Теория

Рассмотрим структуру, состоящую из двух идентичных конообразных металлов, которые касаются друг друга своими вершинами. Мы изучим возможность сверхфокусировки поверхностного плазмон-поляритона в окрестности точки соприкосновения, когда угол раствора 2α конических сред близок к π ($\pi - 2\alpha \ll 1$). Будем использовать сферическую систему координат r, ϑ, φ ($r > 0, 0 \leq \vartheta \leq \pi, 0 \leq \varphi \leq 2\pi$). Полагаем, что металлические среды с диэлектрической проницаемостью ε_2 занимают область $0 \leq \vartheta \leq \alpha$ и $\pi - \alpha \leq \vartheta \leq \pi$, а промежуточная среда с диэлектрической проницаемостью ε_1 занимает область $\alpha \leq \vartheta \leq \pi - \alpha$. Полагаем также, что отлична от нуля лишь φ -компонента магнитного поля волны H_φ . Тогда волновые уравнения можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial \vartheta^2} + \text{ctg} \vartheta \frac{\partial H_\varphi}{\partial \vartheta} - \frac{H_\varphi}{\sin^2 \vartheta} \right] + \varepsilon_j \frac{\omega^2}{c^2} H_\varphi = 0; \quad j = 1, 2. \quad (1)$$

Здесь ω – частота волны, c – скорость света. Для того, чтобы изучить особенности волновых полей в непосредственной окрестности точки соприкосновения, представим поле в виде

$$H_\varphi(r, \vartheta, t) = R(r)\Psi(\vartheta)e^{-i\omega t}. \quad (2)$$

Стандартным образом разделяя переменные, получим:

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \left(\frac{\eta^2}{r^2} + \varepsilon_j \frac{\omega^2}{c^2} \right) R = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 \Psi}{d\vartheta^2} + \text{ctg} \vartheta \frac{d\Psi}{d\vartheta} - \left(\frac{1}{\sin^2 \vartheta} + \eta^2 \right) \Psi = 0. \quad (4)$$

Здесь η – константа разделения, которая определяется из граничных условий.

В непосредственной окрестности точки соприкосновения, когда

$$\frac{\eta^2}{r^2} \gg \left| \varepsilon_j \frac{\omega^2}{c^2} \right|, \quad (5)$$

для радиальной части волнового поля из (3) легко можно получить:

$$R(r) = r^{-\frac{1}{2}} \exp \left(i \int_{r_0}^r K(r') dr' \right) = r^{-\frac{1}{2}} \exp \left(-i \sqrt{\eta^2 - 1/4} \ln \frac{r}{r_0} \right), \quad K(r') = \frac{\sqrt{\eta^2 - 1/4}}{r'}, \quad (6)$$

где r_0 – постоянная величина, которая определяется способом возбуждения поверхностного поляритона.

Для угловой части волнового поля симметричной моды поверх-

ностного поляритона получим:

$$\Psi(\vartheta) = Ae^{\eta(\vartheta - \pi/2)}; \quad 0 \leq \vartheta \leq \alpha, \quad (7)$$

$$\Psi(\vartheta) = B \operatorname{ch} \eta \left(\vartheta - \frac{\pi}{2} \right); \quad \alpha \leq \vartheta \leq \pi - \alpha, \quad (8)$$

$$\Psi(\vartheta) = Ae^{-\eta(\vartheta - \pi/2)}; \quad \pi - \alpha \leq \vartheta \leq \pi. \quad (9)$$

Из уравнений Максвелла можно определить компоненты напряженности электрического поля волны:

$$E_r = \frac{ic}{\varepsilon_j \omega} \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (H_\varphi \sin \vartheta), \quad E_\vartheta = -\frac{ic}{\varepsilon_j \omega} \frac{\partial (rH_\varphi)}{r \partial r}. \quad (10)$$

В частности, в промежуточной области $\alpha \leq \vartheta \leq \pi - \alpha$ имеем:

$$E_r = \frac{ic\eta}{\varepsilon_j \omega} B \frac{\exp\left(-i\eta \ln \frac{r}{r_0}\right)}{r^{3/2}} \operatorname{sh} \eta \left(\vartheta - \frac{\pi}{2} \right), \quad (11)$$

$$E_\vartheta = -\frac{ic}{\varepsilon_j \omega} \left(\frac{1}{2} - i\eta \right) B \frac{e^{-i\eta \ln \frac{r}{r_0}}}{r^{3/2}} \operatorname{ch} \eta \left(\vartheta - \frac{\pi}{2} \right). \quad (12)$$

Таким образом, из (6), (11) и (12) следует, что по мере приближения поверхностного плазмон-поляритона к точке соприкосновения ($r \rightarrow 0$) магнитная и электрические компоненты волновых полей аномально возрастают.

Значение η можно определить из условий непрерывности тангенциальных компонентов полей:

$$\eta = \frac{1}{(\pi - 2\alpha)} \ln \left(\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} \right). \quad (13)$$

3. Обсуждение

Из проведенного анализа можно заключить, что в структуре с двумя конообразными металлическими средами поверхностный плазмон-поляритон обладает следующими существенными особенностями. Во-первых, по мере приближения к точке соприкосновения, согласно уравнению (6), волновой вектор поляритона возрастает по закону η/r и, соответственно, уменьшается длина волны. Тогда дифракционные процессы не препятствуют локализации волны в очень малом участке пространства. В результате волновые поля аномально возрастают ($H_\varphi \sim r^{-1/2}$, $E_r, E_\vartheta \sim r^{-3/2}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. H.Raether. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings. Springer-Verlag, Berlin, 1988.
2. J.K.Rowe, C.V.Shank, D.A.Zwemer, C.A.Murray. Phys. Rev. Lett., 44, 1170 (1980).
3. C.K.Chen, A.R.B. de Castro, Y.R.Shen. Phys. Rev. Lett., 46, 145 (1981).
4. Kh.V.Nerkararyan. Phys. Lett., A237, 103 (1997).

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ՊՈԼՅԱՐԻՏՈՆԻ ԳԵՐՖՈԿՈՒՍԱՑՈՒՄԸ ԱՆՀԱՐԹ ՍԵՏԱՂԱԿԱՆ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՎՐԱ

Ա.Ժ. ԲԱԲԱՋԱՆՅԱՆ

Որոշված են մետաղական անհարթ մակերևութի երկրաչափական այն առանձնահատկությունները, որտեղ մակերևութային պոլյարիտոնի ալիքի երկարության էական փոքրացման հետևանքով տեղի է ունենում ալիքի տեղայնացում տարածության շատ փոքր տիրույթում: Արդյունքում ալիքային դաշտերը անոմալ աճում են, և ստեղծվում են բարենպաստ պայմաններ ոչ գծային օպտիկական երևույթների համար:

SUPERFOCUSING OF SURFACE POLARITON ON ROUGH METAL SURFACE

A.J. BABAJANYAN

The geometric peculiarities of the rough surface of a metal are determined in the case when, due to an essential shortening of the wavelength of the surface polariton, it becomes localized in a very small region of space. As a result, the wave fields increase anomalously, and favourable conditions arise for observation of nonlinear optical effects.