

С.Н. Курилкина, В.Н. Белый, Н.С. Казак

ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова» НАН Беларуси,
Минск, Беларусь

ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРПОЗИЦИИ БЕССЕЛЕВЫХ ПЛАЗМОНОВ В МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

В последнее время проблема генерации плазмонов на границе раздела «диэлектрик-металл» привлекает внимание многих исследователей в связи с перспективами их использования в микроскопии высокого разрешения, а также в системах оптической связи [1, 2]. При этом, как правило, авторы ограничиваются плазмонами, возникающими при возбуждении плоскими волнами или гауссовыми пучками [3, 4]. В работе [5] рассмотрены особенности генерации единичных бesselевых плазмонов (БП) ТН поляризованными бesselевыми световыми пучками (БСП). В настоящем сообщении анализируются особенности генерации суперпозиции БП.

Рассмотрим векторный ТН поляризованный БСП, падающий на границу раздела «диэлектрик – металл». Из решений уравнений Максвелла следует, что поперечные компоненты векторов электрической и магнитной напряженности формируемого вблизи границы поверх-ностного бesselева пучка определяются выражениями:

$$\vec{E}_{\perp 1,2}(R) = \pm \frac{A_{1,2}^{TH}}{\sqrt{2}} \exp[i(m-1)\varphi \pm \chi_{1,2}z] \frac{\chi_{1,2}}{k_0 n_{1,2}} [J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+ - J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-], \quad (1)$$

$$\vec{H}_{\perp 1,2}(R) = -\frac{n_{1,2}A_{1,2}^{TH}}{\sqrt{2}} \exp[i(m-1)\varphi \pm \chi_{1,2}(q)z] [J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+ + J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-],$$

где $R = (\rho, \varphi, z)$ – цилиндрические координаты с осью z , ортогональной поверхности раздела двух сред, q – параметр конусности (поперечная составляющая волнового вектора), $q^2 - \chi_{1,2}^2 = k_0^2 \varepsilon_{1,2}$, $\varepsilon_{1,2} = n_{1,2}^2$, ε – диэлектрическая проницаемость, индекс 1 (2) соответствует параметрам диэлектрика (металла), $k_0 = \omega/c$, $J_m(q\rho)$ – функция Бесселя m -го порядка, $\vec{e}_{\pm} = (\vec{e}_1 \pm i\vec{e}_2)/\sqrt{2}$. Как следует из (1) с учетом граничных

условий, возбуждение бesselевых плазмонов возможно при выполнении условия:

$$1 + \frac{\chi_1(q)\varepsilon_2(\omega)}{\chi_2(q)\varepsilon_1} = 0, \quad \chi_{1,2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{1,2}^2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}}. \quad (2)$$

Как видно из (2), поверхностный бesselев плазмон существует при условиях $\varepsilon_2(\omega)/\varepsilon_1 < 0$, $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$. Дисперсионное уравнение (2) по виду совпадает с соответствующим выражением для поверхностных волн в плосковолновом приближении. Однако, в отличие от плоских волн, данное дисперсионное уравнение связывает частоту с параметром конусности БСП:

$$q = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (3)$$

Рассмотрим теперь энергетические потоки, формируемые вблизи границы раздела диэлектрика и металла суперпозицией N ТН поляризованных бesselевых плазмонов с равными амплитудами и фазами. Принимая во внимание определение $\vec{S} = (c/8\pi) \text{Re}(\vec{E} \times \vec{H}^*)$, получаем, что вектор Умова-Пойнтинга в диэлектрике представим в виде суммы потоков, формируемых каждым БП независимо, а также потока, являющегося результатом их интерференции:

$$S_{z,\varphi,\rho} = \sum_{l=1}^N S_{z,\varphi,\rho}^{(l)} + S_{z,\varphi,\rho}^{\text{int}}. \quad (4)$$

Расчет показывает, что в металле вблизи границы раздела с диэлектриком отличными от нуля оказываются следующие компоненты вектора Умова-Пойнтинга:

$$S_z^{\text{int}} = - \sum_{l=1}^N \sum_{\substack{n=1, \\ n \neq l, \\ n > l}}^N \frac{cn_1}{4\pi} |A_1^{TH}|^2 \exp(-2\chi_{(ln)}z) \frac{\Delta\chi_{(ln)}}{k_0 n_1} \sin(\Delta m \varphi) \bar{F}^{(ln)}(\rho), \quad (5)$$

$$S_\varphi^{(l)} = \frac{c}{8\pi} |A_1^{TH}|^2 n_1 \sin \gamma_{1(l)} F_2^{(l)}(\rho) \exp(-2\chi_{(ln)}z), \quad (6a)$$

$$S_\varphi^{\text{int}} = \sum_{l=1}^N \sum_{\substack{n=1, \\ n \neq l, \\ n > l}}^N \frac{cn_1}{4\pi} |A_{inc}|^2 \exp(-2\chi_{(ln)}z) \cos(\Delta m \varphi) [\sin \gamma_{1(l)} \bar{F}_2^{(ln)}(\rho) + \sin \gamma_{1(n)} \bar{F}_2^{(nl)}(\rho)], \quad (6b)$$

$$S_\rho^{\text{int}} = \sum_{l=1}^N \sum_{\substack{n=1, \\ n \neq l, \\ n > l}}^N \frac{cn_1}{4\pi} |A_{inc}|^2 \exp(-2\chi_{(ln)}z) \sin(\Delta m \varphi) [-\sin \gamma_{1(l)} \bar{F}_3^{(ln)}(\rho) + \sin \gamma_{1(n)} \bar{F}_3^{(nl)}(\rho)]. \quad (7)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\bar{F}^{(ln)}(\rho) = \frac{J_{m-1}(q_{(l)}\rho)J_{m-1}(q_{(n)}\rho) + J_{m+1}(q_{(l)}\rho)J_{m+1}(q_{(n)}\rho)}{2},$$

$$F_2^{(l)}(\rho) = \frac{m}{q_{(l)}\rho} (J_m(q_{(l)}\rho))^2, \quad \bar{F}_2^{(ln)}(\rho) = \frac{J_m(q_{(l)}\rho)(J_{m-1}(q_{(n)}\rho) + J_{m+1}(q_{(n)}\rho))}{2},$$

$$\bar{F}_3^{(ln)}(\rho) = \frac{J_m(q_{(l)}\rho)(J_{m-1}(q_{(n)}\rho) - J_{m+1}(q_{(n)}\rho))}{2},$$

$$\chi_{(ln)} = \frac{\chi_{1(l)} + \chi_{1(n)}}{2}, \quad \Delta\chi_{(ln)} = \frac{\chi_{1(l)} - \chi_{1(n)}}{2}, \quad q_{(l)} = \frac{\omega}{c} n_1 \sin \gamma_{1(l)}.$$

При этом индексы l, n ($l, n = 1 \dots N$) обозначают БП, входящие в суперпозицию, $\gamma_{1(l)}$ – угол конусности l -го бесселева светового пучка суперпозиции; $\Delta m = m_l - m_n$, индекс «1» указывает параметры диэлектрика.

Как следует из соотношений (5)–(7), если образующие суперпозицию бесселевы плазмоны характеризуются различными параметрами q , а также различными топологическими зарядами, то вследствие интерференции БП генерируемые вблизи поверхности раздела энергетические потоки содержат компоненту, перпендикулярную указанной поверхности раздела. Кроме того, как показывает расчет (рисунок 1), поле, генерируемое бесселевыми плазмонами с топологическими зарядами m_1, m_2 различными как по абсолютному значению, так и по знаку, характеризуется существованием чередующихся областей с противоположно направленными азимутальными энергетическими потоками. При этом в приосевой области наблюдаются ярко выраженные максимумы субмикронного размера, число которых оказывается равным $m = m_1 + m_2$ (рисунок 2,а). Отметим, что, как показывает расчет, структура поля не изменяется при удалении от границы раздела, что свидетельствует о его квазибездифракционной природе.

Таким образом, суперпозиция двух плазмонов с топологическими зарядами, различными как по абсолютному значению, так и по знаку, позволяет формировать вблизи поверхности квазибездифракционный «мультиплазмон» с максимумами субмикронного размера. Его отличительной особенностью, как следует из (7), является

существование как азимутального, так и радиального энергетических потоков (рисунок 2,б). Данные «мультиплазмоны» Бесселева типа представляют интерес для манипулирования микро- и наночастицами, зондирования биологических клеток, в геномной инженерии.

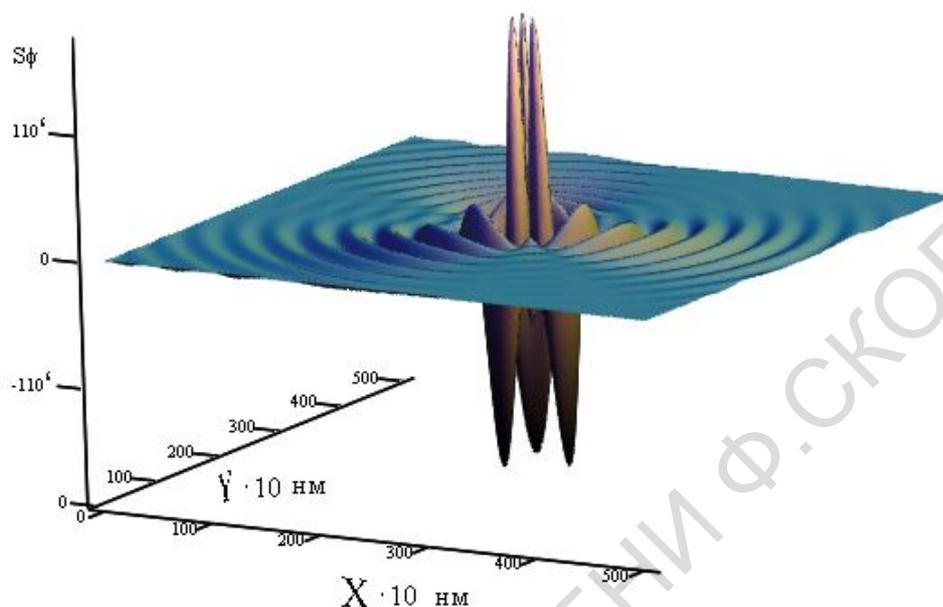


Рисунок 1 – Азимутальная компонента вектора Умова-Пойнтинга светового поля, формируемого внутри среды $n_3 = 1$ (воздух) суперпозицией двух Бесселевых плазмонов с $q = 1.04 \cdot 10^7$ м, генерированных Бесселевыми световыми пучками с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм в структуре «стекло ($n = 1,51$) – толстый слой серебра – воздух», $z = \lambda / 3$; $m_1 = 1$, $m_2 = -2$

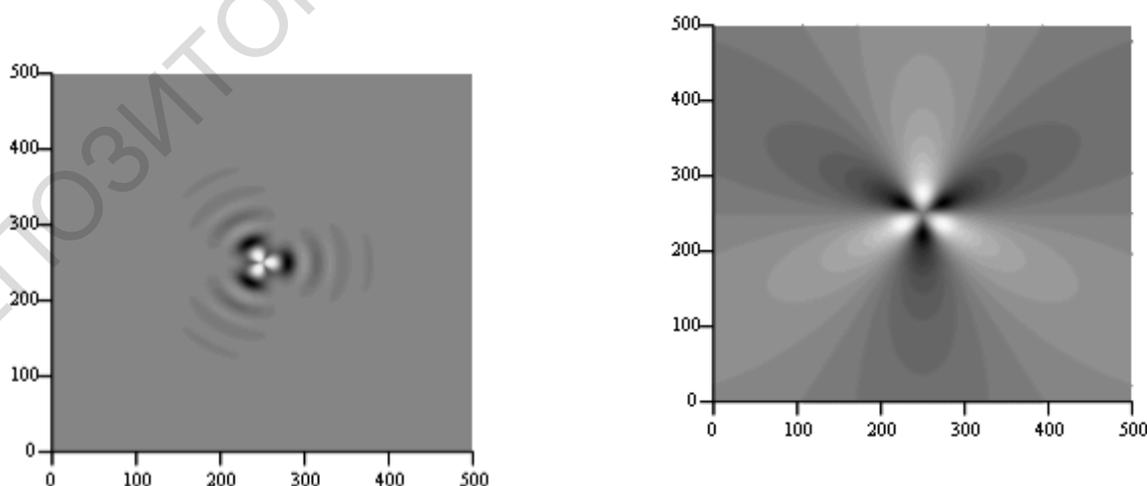


Рисунок 2 – Двумерное распределение модулей азимутальной (а) и радиальной (б) компонент вектора Умова-Пойнтинга светового поля,

формируемого внутри среды $n_3 = 1$ (воздух) суперпозицией двух бесселевых плазмонов с $q = 1.04 \cdot 10^7$ м, генерированных бесселевыми световыми пучками с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм в структуре «стекло ($n = 1,51$) – толстый слой серебра – воздух». $z = \lambda / 3$; $m_1 = 1$, $m_2 = -2$

Литература

1. Barnes, W.L. Surface Plasmon sub-wavelength optics / W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen / Nature. – 2003. – Vol. 424. – P. 824–830.
2. Zayats, A.V. Nano-optics of surface Plasmon polaritons / A.V Zayats, I.I.Smolyaninov, A.A. Maradudin // Phys. Rep. – 2005. – Vol. 408. – P. 131–140.
3. Sanchez-Gil, J.A. Near-field and far-field scattering of surface Plasmon polaritons by one-dimensional surface defects / J.A. Sanchez-Gil, A.A. Maradudin // Phys. Rev. – 1999. – Vol. B60. – P. 8359–8364.
4. Князев, Б.А. Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн / Б.А. Князев, А.В. Кузьмин // Вестник НГУ. Серия: Физика. – 2007. – Т. 2. – С. 108–122.
5. Goncharenko, A.M. Surface bessel light beams / A.M. Goncharenko, N.A. Khilo, E.S. Petrova // Proc SPIE. – 2000. – Vol. 4358. – P. 245–249.

Г.С. Митюрин¹, В.В. Свиридова², А.Н. Сердюков²

¹УО «Белорусский торгово-экономический университет потребительской кооперации», Гомель, Беларусь

²УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», Гомель, Беларусь

ТЕРМООПТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В ГИРОТРОПНОМ ДВУХСЛОЙНИКЕ ПРИ ВСТРЕЧНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

При взаимодействии встречных электромагнитных волн в поглощающей среде имеет место явление туннельной интерференции [1-5], приводящее к резкому возрастанию коэффициента прозрачности среды и позволяющее управлять энергетическими параметрами интерференционного поля внутри слоя. В работе [2] экспериментально, исследовано явление туннельной электромагнитной интерференции в металлических пленках титана при взаимодействии двух встречных