РОЛЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ПОГЛОЩЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ТОНКИМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ПРОВОЛОЧКАМИ

Е.И. Логачева[1)], В.С. Макин[1)], П. Конс[2)]
[1)]ФГУП НИИ Комплексных Испытаний Оптико-Электронных Приборов и Систем, г. Сосновый Бор Ленинградской обл., 188540, Россия. Телефон +7-81369-49793.e-mail vmak@niiki.ru
[2)] "Диоспек", ул. Хоннефер 14, D-53179 Бонн, Германия

Рассмотрена задача о существовании поверхностных плазмон-поляритонов в цилиндрической геометрии на тонких металлических проводниках. Получено и проанализировано дисперсионное соотношение для тонких металлических проводников, покрытых тонкой пленкой.

В последнее время появились экспериментальные работы, связанные с существованием цилиндрических поверхностных плазмон-поляритонов, хотя теоретические исследования проведены достаточно давно [1]. В [2] экспериментально реализован плазмонный резонатор на нанопроволочке, в [3] экспериментально изучали плазмонные моды в наноцилиндрах из золота, в [4] продемонстрирована возможность создания метаматериала с отрицательным преломлением в видимой области спектра как результат плазмонного резонанса в парах наноцилиндров. В то же время отрицательный показатель преломления может быть реализован для поверхностных поляритонов при наличии переходных слоев [5]. В данной работе рассматривается задача о существовании поверхностных плазмон-поляритонов в слоевой системе в цилиндрической геометрии.

Схематическое изображение рассматриваемой системы показано на рис.1. Тонкая металлическая проволочка, покрытая тонким слоем металлоподобного окисла, находится во внешней среде. Проволочка считается неограниченной вдоль оси z.

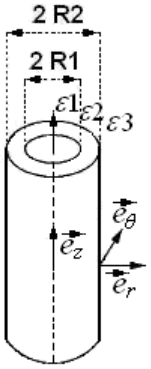

Рис.1. Схематическое изображение рассматриваемой трехслойной системы.

Решения уравнений Максвелла в цилиндрических координатах (r, θ, z) для электрических и магнитных полей имеет вид [6]:

$$E_r = \left(\frac{ik_z}{k_j} Z_n'^j\left(k_j r\right)a_n^j - \frac{\mu_j \omega n}{k_j^2 r} Z_n^j\left(k_j r\right)b_n^j\right)S_n$$

$$E_\theta = -\left(\frac{nk_z}{k_j^2 r} Z_n^j\left(k_j r\right)a_n^j - \frac{i\mu_j \omega}{k_j} Z_n'^j\left(k_j r\right)b_n^j\right)S_n$$

$$E_z = \left(Z_n^j\left(k_j r\right)a_n^j\right)S_n \qquad (1)$$

$$H_r = \left(\frac{n\left(k_j^2+k_z^2\right)}{\mu_j \omega k_j^2 r} Z_n^j\left(k_j r\right) a_n^j + \frac{ik_z}{k_j} Z_n'^j\left(k_j r\right) b_n^j \right) S_n$$

$$H_\theta = \left(\frac{i\left(k_j^2+k_z^2\right)}{\mu_j \omega k_j} Z_n'^j\left(k_j r\right) a_n^j - \frac{nk_z}{k_j^2 r} Z_n^j\left(k_j r\right) b_n^j \right) S_n$$

$$H_z = \left(Z_n^j\left(k_j r\right) b_n^j \right) S_n$$

Где: $S_n = \exp(in\theta + ik_z z - i\omega t)$ – экспоненциальный фактор; i – мнимая единица; j = 1 (металл), 2 (металлоподобный окисел), 3 (воздух); n = 0,1,2, 3, … - целое число; ε_j - диэлектрическая функция среды; k_j – радиальная компонента волнового вектора в j-ой среде $k_j^2 = \varepsilon_j\left(\frac{\varpi}{c}\right)^2 - k_z^2$; k_z – волновое число возбуждения, распространяющегося вдоль оси z, одинаковое для сердцевины, прослойки и внешней среды; μ=1; Z_n^j – цилиндрические функции (Бесселя и Ханкеля) порядка n, знак (') обозначает производную $\frac{dZ(x)}{dx}$ по аргументу $x = k_j r$.

Будем рассматривать только безызлучательные моды, следовательно, во внешней среде (воздух) k_3 – мнимая величина и $Z_n^3(k_3 r)$ это модифицированная функция Бесселя $K_n(k_3 r)$. В области прослойки (металлоподобного окисла) ε_2 – отрицательна и $Z_n^2(k_2 r)$ берется в виде линейной комбинации модифицированных функций Бесселя $I_n(k_2 r)$ и $K_n(k_2 r)$. В сердцевине (металл), содержащей z ось (точку r=0) функция $Z_n^1(k_1 r)$ – модифицированная функция Бесселя $I_n(k_1 r)$. Применение граничных условий о непрерывности тангенциальных компонент $\vec{E}$ и $\vec{H}$ на границе двух сред приводит нас к системе линейных уравнений для коэффициентов a_n^j и b_n^j, решая которую приходим к дисперсионному соотношению $\omega(k_z)$. Соотношения для TM_0 моды ($H_z = 0$ и $n = 0$) приводят к следующему характеристическому уравнению:

$$\left\{ \left[I_0\left(k_2 R_1\right) I_0'\left(k_1 R_1\right) \frac{\varepsilon_1}{k_1} - I_0'\left(k_2 R_1\right) I_0\left(k_1 R_1\right) \frac{\varepsilon_2}{k_2} \right] \left[K_0\left(k_2 R_2\right) K_0'\left(k_3 R_2\right) \frac{\varepsilon_3}{k_3} - K_0'\left(k_2 R_2\right) K_0\left(k_3 R_2\right) \frac{\varepsilon_2}{k_2} \right] \right\}$$

$$= \left\{ \left[K_0\left(k_2 R_1\right) I_0'\left(k_1 R_1\right) \frac{\varepsilon_1}{k_1} - K_0'\left(k_2 R_1\right) I_0\left(k_1 R_1\right) \frac{\varepsilon_2}{k_2} \right] \left[I_0\left(k_2 R_2\right) K_0'\left(k_3 R_2\right) \frac{\varepsilon_3}{k_3} - I_0'\left(k_2 R_2\right) K_0\left(k_3 R_2\right) \frac{\varepsilon_2}{k_2} \right] \right\}$$

(2)

Уравнение (2) при заданных R_1, R_2, ε_1, ε_2, ε_3 определяют дисперсионную зависимость цилиндрической проволочки $\omega = \omega(k_z)$ для моды TM_0. Диэлектрическая проницаемость воздуха ε_3 и тонкой пленки металлоподобного окисла ε_2 в данной статье берутся независимыми от частоты света.

Численные решения дисперсионного соотношения получены с использованием математического пакета Mathcad 2001iP для модельного случая, когда диэлектрическая функция металла $\varepsilon_1(\omega)$ взята из экспериментальных данных [7], при нахождении дисперсионной зависимости мнимая часть $\varepsilon_1(\omega)$ не учитывалась, оптически тонкая пленка (ε_2) имеет металлические свойства (плазменная частота ее существенно отличается от плазменной частоты металла) или диэлектрическая проницаемость пленки порядка (-1). Такая модельная ситуация характерна для естественных окислов некоторых переходных металлов в видимой и ИК области спектра, металлоподобные свойства имеет также ряд силицидов металлов в ближней ИК и видимой области спектра [8]. В ряде случаев это могут быть специальным образом полученные пленки окислов металлов, например, окисла платины [9].

На рис.2 представлены расчетные дисперсионные кривые для проволочки из платины, покрытой тонкой пленкой материала с ε_2 = -0.8 толщиной 100Å; численное решение представлено для случая R_1 = 500Å; 1000Å; 1 мкм.

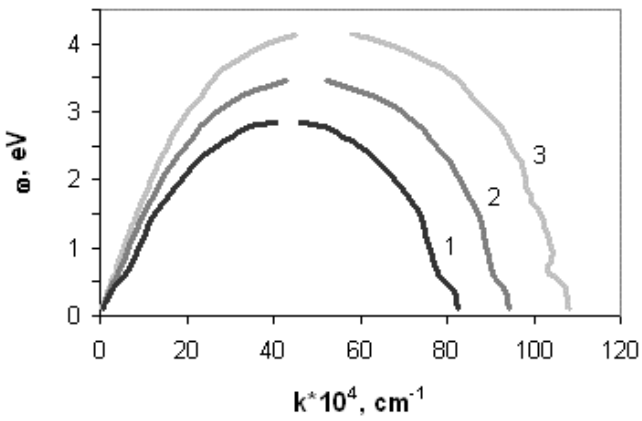

Рис.2. Дисперсионные зависимости для цилиндрических поверхностных плазмонов в слоистой системе: 1 - R_1= 500Å, 2- R_1=1000Å, 3- R1 =1 мкм.

Особенностью частотной дисперсии ω(k) в структуре со слоем с малой по модулю отрицательной действительной частью диэлектрической проницаемости является существование дисперсионной кривой с максимумом и наличие двух ветвей (восходящей и нисходящей). На восходящей ветви ($k \sim k_0$) групповая скорость волны совпадает по направлению с фазовой. На нисходящей ветви дисперсионной кривой ($k \gg k_0$) групповая скорость становится отрицательной (групповая и фазовая скорости имеют противоположные направления). Разрыв вблизи ожидаемого максимума на дисперсионной кривой (между восходящей и нисходящей ветвями) связан с отсутствием экспериментальных данных по диэлектрической проницаемости в области частот вблизи ω_p.

Существование двух ветвей на дисперсионной кривой вызвано эванесцентными полями, проникающими через тонкопленочный слой с малой величиной отрицательной диэлектрической проницаемости. Наличие на одной частоте обычных и поверхностных волн с большими модулями волновых векторов может вызывать различные эффекты интерференции цилиндрических поверхностных поляритонов с падающим излучением.

Наблюдение нисходящей ветви на дисперсионной кривой может быть осуществлено лишь при подходящем выборе диэлектрической проницаемости материала тонкой оболочки цилиндрической проволочки (из диапазона ε_2), а ее поведение (расположение на дисперсионной кривой) определяется размерами радиусов R_1 и R_2.

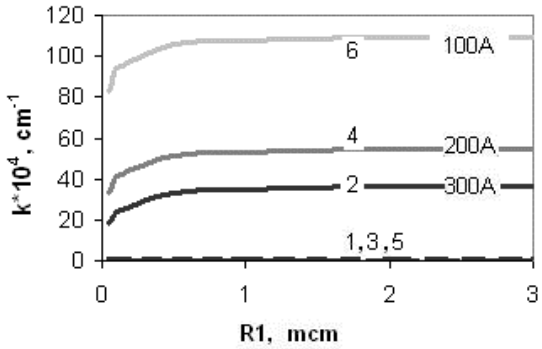

Рис.3. Зависимость волнового вектора поверхностного плазмона от радиуса металлической проволочки для ΔR: 100Å, 200Å, 300Å.

Определить влияние радиуса металлического цилиндра R_1 на дисперсионную кривую можно из зависимости волнового вектора поверхностного плазмона на частоте соответствующей λ=10,6 мкм при фиксированной толщине тонкой пленки $\Delta R = R_2 - R_1$. На рис. 3 представлены эти зависимости для трех толщин пленки ΔR: 100Å, 200Å, 300Å. На этом рисунке показаны две ветви дисперсионной кривой: кривые 1,2,3 соответствуют восходящей ветви, кривые 2,4,6 – спадающей, для трех разных толщин ΔR тонкой пленки. В выбранном масштабе изображения восходящие ветви (1,3,5) сливаются в одну линию и практически не изменяются с увеличением величины R_1. Заметные изменения для кривых 2,4,6 наблюдается в области малых значений радиусов цилиндрической проволочки ($R_1 < 1$ мкм), а при увеличении толщины тонкой пленки кривые сдвигаются в область меньших волновых чисел.

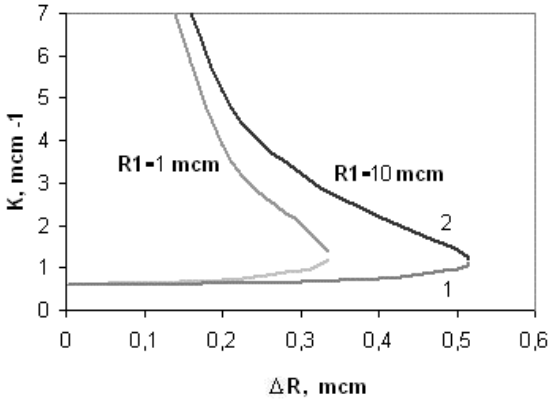

Рис.4. Зависимость волнового вектора поверхностного плазмона от толщины тонкой пленки ΔR для двух радиусов металлической проволочки R_1: 1 мкм и 10 мкм.

Поведение дисперсионной кривой в зависимости от толщины окисной пленки показано на рис. 4 для металлической проволочки радиусом 1 мкм и 10 мкм на частоте соответствующей λ = 10.6 мкм. На рис.4 видно, что обе ветви дисперсионной кривой существуют в достаточно широкой области толщин (от 20 Å до 3300 Å для R_1= 1 мкм), при этом восходящая ветвь (малые волновые числа) изменяется слабо с увеличением толщины, в то время как нисходящая ветвь (большие волновые числа) быстро спадает. Таким образом, уменьшая толщину тонкой пленки можно возбуждать поверхностные волны с меньшей длиной волны.

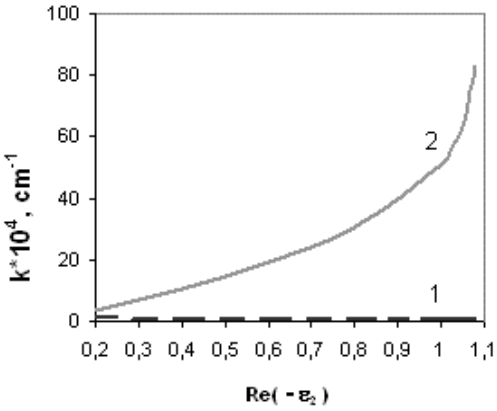

Рис. 5. Зависимость волнового вектора поверхностного поляритона от изменения диэлектрической проницаемости (ε_2) тонкой пленки.

Поведение дисперсионной кривой в зависимости от диэлектрической проницаемости тонкой пленки рассмотрено на цилиндрической проволочке радиусом R_1= 800Å, покрытой пленкой толщиной 240 Å на частоте соответствующей λ = 10.6 мкм. Из рис. 5 видно, что обе ветви существуют в диапазоне значений диэлектрической проницаемости $-1.08 \leq \varepsilon_2 \leq -0.2$. Для видимой области спектра при тех же параметрах проволочек этот диапазон будет уже $-1.06 \leq \varepsilon_2 \leq -1.1$.

Таким образом, разработана программа расчета дисперсионной кривой в цилиндрической геометрии для трехслойной системы. Рассчитаны дисперсионные кривые для слоевой системы с вещественной частью диэлектрической проницаемости тонкого слоя в области ($\varepsilon \sim -1$) и влияние на них изменений других параметров.
Показано существование нисходящей ветви на дисперсионной кривой с $k_{z2} >> k_{z1}$ (которая в реальных экспериментах соответствует металлоподобным окислам в ИК области, например, PtO_2, TiO, MoO_2 или силицидам металла в видимой области спектра).

Проведенный анализ важен для разработки проволочных измерителей параметров лазерного излучения, эффектов формирования резонансных микроструктур при воздействии на поверхности материалов лазерного излучения, анализа усиления света упорядоченной системой цилиндрических наноканалов, субволновой записи информации.
Работа выполнена при частичной финансовой поддержке по гранту INTAS, project # 03-51-4924.

Литература

1. J.C. Ashly and L.C. Emerson, Surf. Sci. v.41, p.615, 1974; C.A. Pfeiffer, E.N. Economou, K.L. Ngai, PRB, v.10, p.3038, 1974.
2. H. Ditlbacher, A. Hohenau et al. Silver Nanowires as Surface Plasmon Resonators, PRL **95,** 257403 (2005).
3. Kohei Imura et al. Near-field optical imaging of plasmon modes in gold nanorods, The Journal of Chemical Physics **122**, 154701, 2005
4. V.M. Shalaev et al. Negative index of refraction in optical metamaterials, Optics Letters, v.30, No 24, 3356 – 3358.
5. Agranovich V.M., in Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surface and Interfaces (Amsterdam: North Holland, 1982).
6. J.A. Stratton, Electromagnetic Theory, McGraw-Hill, New York, 1941
7. M.A.Ordal, L.L. Long, R.J. Bell, S.E. Bell, R.R. Bell, R.W. Alexander, Jr., and C.A. Ward. Optical properties of metals Al, Co, Cu, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared // Applied Optics, v.22, # 7, pp. 1099-1119, date J.H. Weaver`s.
8. J.B. Goodenough, Prog. Solid State Chem., 1971, **5**, 145 (Metallic Oxides)
9. F. Machalett, K. Edinger et al. An alternative method for metallization by laser and ion beam irradiation, Microelectronic Engineering , V. 60, Is. 3-4 , P. 429-437, 2002.