

Структурные и оптические свойства 2D плазмонных структур

К.М. Хабаров^{1,2}, А.В. Барышев²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

²Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова

Наноплазмоника играет важную роль в изучении и создании приборов различного применения, размеры которых сравнимы с длинами волн видимого спектра. К таким приборам относятся устройства для передачи и обработки информации, использующие плазмонные волноводы, а также спазеры – плазмонные высокоэффективные наноисточники оптического излучения. Используя плазмонные метаматериалы, ученые исследуют эффект клокинга – «плаща невидимки». Структуры, рассматриваемые в данной работе также являются плазмонными метаматериалами.

Структурные особенности

В данной работе исследуются структуры, состоящие из одинаковых золотых наночастиц. Частицы расположены таким образом, что формируют двумерную квадратную решетку с периодами 200, 300, 400 нм. Наночастицы представляют из себя эллипсоиды с двумя осями 100 нм в плоскости образца и вертикальной осью 30 нм. Частицы помещены в диэлектрическую среду $Bi_{1.5}Y_{1.5}Fe_5O_{12}$ (Bi:YIG).

Исследования структурных особенностей производились на атомно-силовом микроскопе **Solver P47-PRO**. Было выяснено, что поверхность Bi:YIG модулирована, и под каждой выпуклостью находится золотая частица. Кроме того, измерения на АСМ позволили установить, что периоды решеток вдоль взаимно-перпендикулярных направлений незначительно отличаются. Разница составляет 3 нм в среднем.

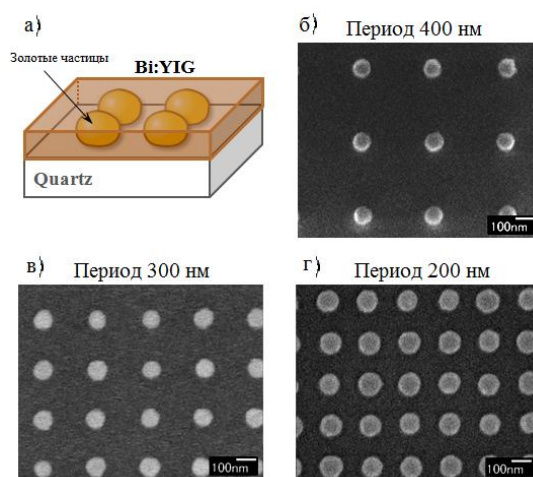


Рисунок 1. а) 3D модель структур, б)-г) Изображения структур, полученные при помощи сканирующего электронного микроскопа

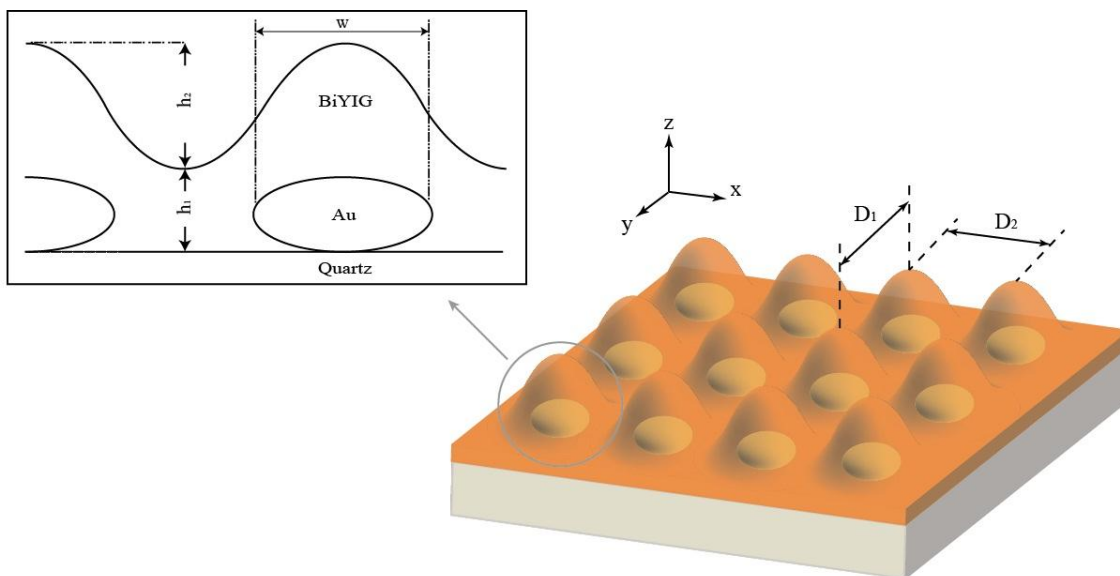


Рисунок 2. 3D модель структур, основанная на данных АСМ

Спектры пропускания

Измерения спектров пропускания производились на приборе **Ellipse 1891 SAG** для нормального и наклонного падения на образцы поляризованного излучения.

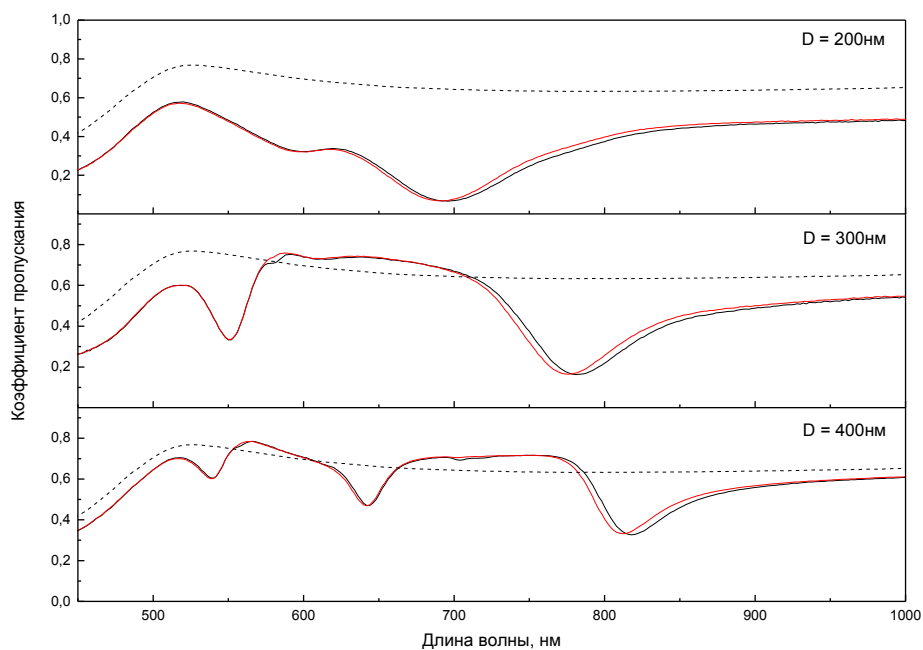


Рисунок 3. Зависимость коэффициента пропускания от длины волны для структур (сплошная линия) и для слоя граната на кварце (пунктирная линия) при нормальном падении света на образцы. Красным и черным цветами выделены различные ориентации вектора напряженности.

Для каждой из структур на спектрах пропускания при нормальном падении был замечен ряд особенностей. Рассмотрению подлежат два локальных минимума. Первый - коротковолновый расположен на длинах волн примерно 560 нм, и второй - длинноволновый расположен на длинах волн 700, 790 и 820 нм.

Анализ зависимостей коэффициентов пропускания от длины волны показал, что спектральное положение коротковолнового минимума мало изменяется при увеличении постоянной решетки и не зависит от выбора взаимной ориентации векторов \vec{E}_x и \vec{E}_y . Данный минимум возникает благодаря возбуждению локализованных плазмонов и его природа описывается резонансом Ми на уединенных золотых наночастицах.

Появление локализованного плазмона на уединенной наночастице возможно при выполнении условия

$$\varepsilon'_{\text{металл}} = -2\varepsilon'_{\text{диэлектрик}}$$

где ε' – действительная часть диэлектрической проницаемости вещества.

Действительно, в соответствии с теорией Ми для золота и висмут-замещенного железиттриевого граната на длине волны $\lambda \approx 610$ нм выполняется условие:

$$\varepsilon'_{\text{Au}} = -2\varepsilon'_{\text{Bi:YIG}}$$

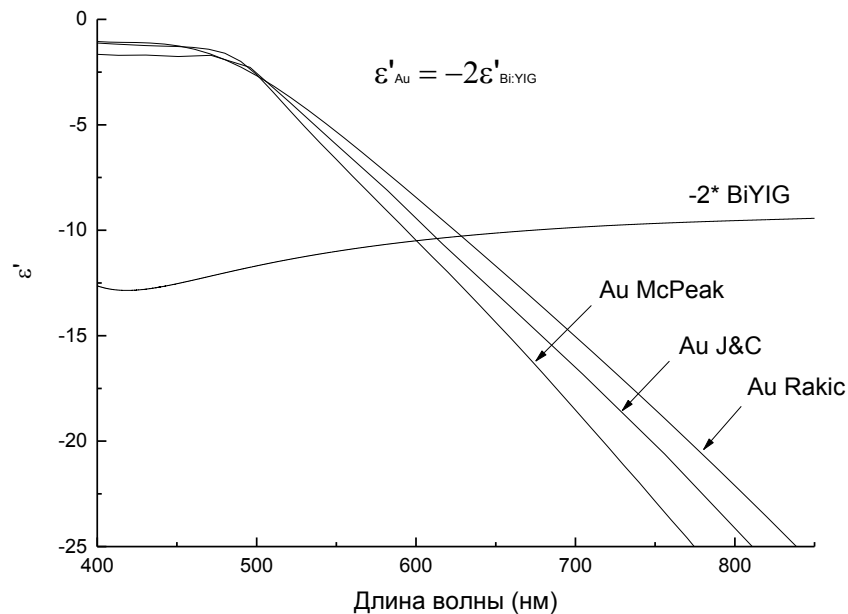


Рисунок 4. Графическая интерпретация условия $\varepsilon'_{\text{Au}} = -2\varepsilon'_{\text{Bi:YIG}}$.

Различие в 50 нм между положением минимума в эксперименте и в теории происходит из-за того, что при рассмотрении диэлектрической проницаемости диэлектрика кроме Bi:YIG нужно учитывать наличие воздуха.

Длинноволновый минимум был связан с появлением поверхностного плазмона на решетке наночастиц. При увеличении постоянной решетки он сдвигается вправо по шкале длин волн. Таким образом, можно предположить, что спектральное положение данной особенности зависит от периода планарной решетки следующим образом:

$$\lambda = n_{\text{эфф}} D,$$

где D – период квадратной решетки, $n_{\text{эфф}}$ – эффективный показатель преломления для падающей волны, который можно трактовать как показатель преломления некоторого

однородного материала с плоскими границами. $n_{эфф}$ может быть высчитан из формулы Максвелла-Гарнетта для сферических частиц золота:

$$\frac{\varepsilon_{эфф} - \varepsilon_0}{\varepsilon_{эфф} + 2\varepsilon_0} = c_1 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_0},$$

которая преобразуется к виду:

$$\varepsilon_{эфф} = \varepsilon_0 \left[1 + \frac{3c_1(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_0 - c_1(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)} \right].$$

Связывая диэлектрическую проницаемость с показателем преломления формулой

$$N = \sqrt{\varepsilon}, \quad (\mu = 1),$$

получим выражения для n и k , входящих в состав комплексного показателя преломления.

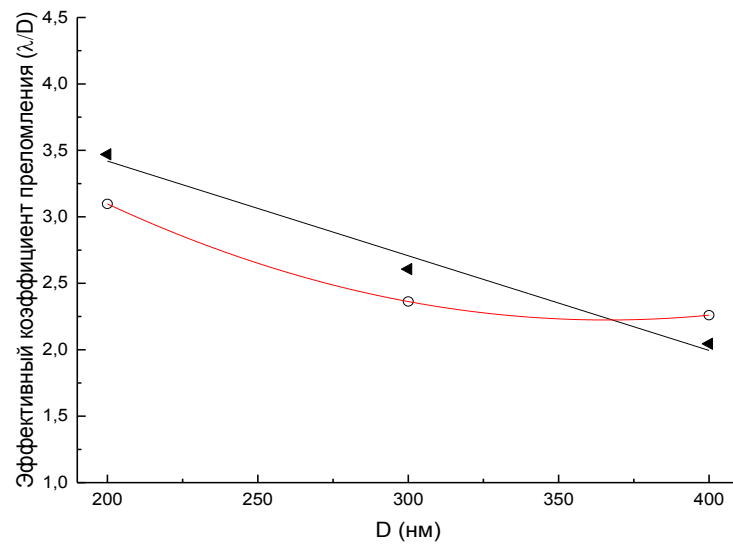


Рисунок 5. Зависимость эффективного коэффициента преломления от постоянной решетки: величины, полученные в эксперименте (треугольники), теория Максвелла-Гарнетта (окружности).

Дополнительно были измерены спектры пропускания образцов для S- и P-поляризации при падении луча на образцы под углом θ .

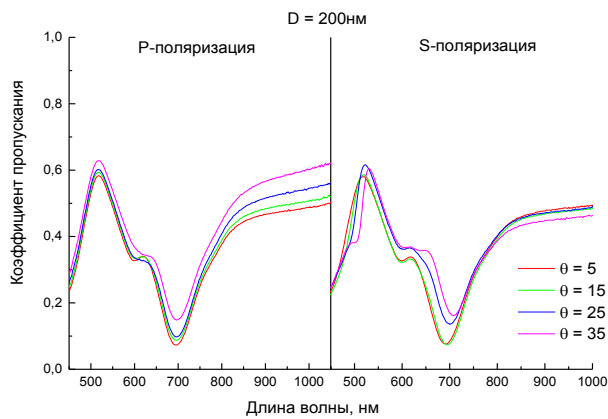


Рисунок 6. Зависимости коэффициента пропускания от длины волны для структуры с периодом 200 нм при различных углах падения θ на образец для S- и P-поляризаций.

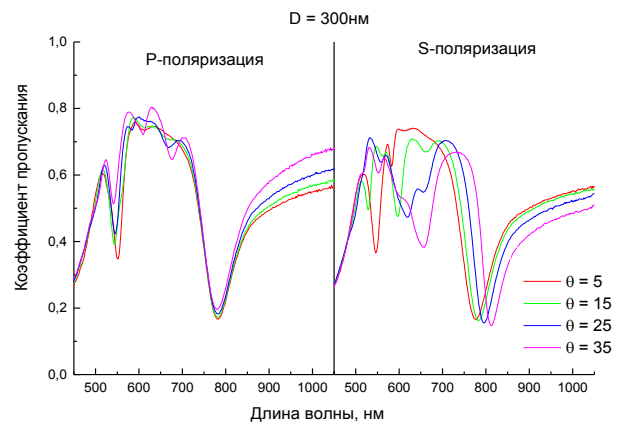


Рисунок 7. Зависимости коэффициента пропускания от длины волны для структуры с периодом 300 нм при различных углах падения θ на образец для S- и P-поляризаций.

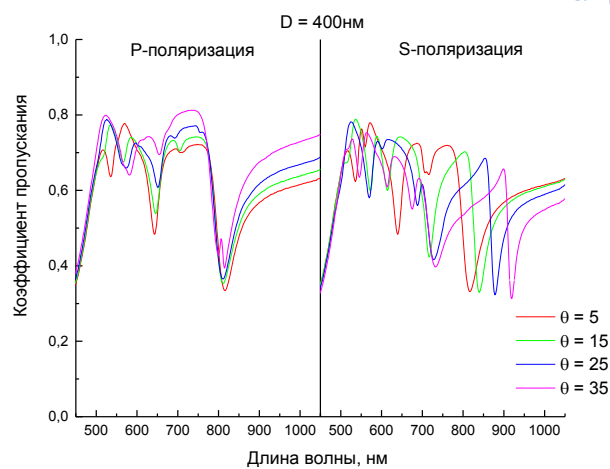


Рисунок 8. Зависимости коэффициента пропускания от длины волны для структуры с периодом 400 нм при различных углах падения θ на образец для S- и P-поляризаций.

Изучение спектров пропускания в геометрии наклонного падения показало, что спектральное положение длиноволновой полосы для S-поляризованного света зависит от угла падения θ , а для P-поляризованного света данная полоса спектрально не смещается. Численный анализ распределения электрического поля на частице золота показал, что возбуждение локализованного плазмона происходит во всем исследованном спектральном диапазоне.

В рамках данной работы изучались спектры эллипсометрических параметров. Эллипсометрические углы отвечают за отношение амплитуд коэффициентов отражения для S- и P-поляризованных волн (ψ) и разность между фазами этих же волн при отражении, то есть поворот вектора поляризации после прохождения через структуру (Δ).

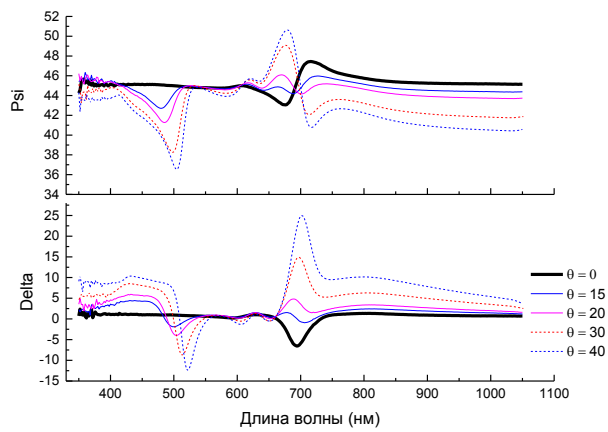


Рисунок 9. Эллипсометрические параметры ψ и Δ для структуры с $D = 200$ нм в геометрии пропускания при различных углах падения θ .

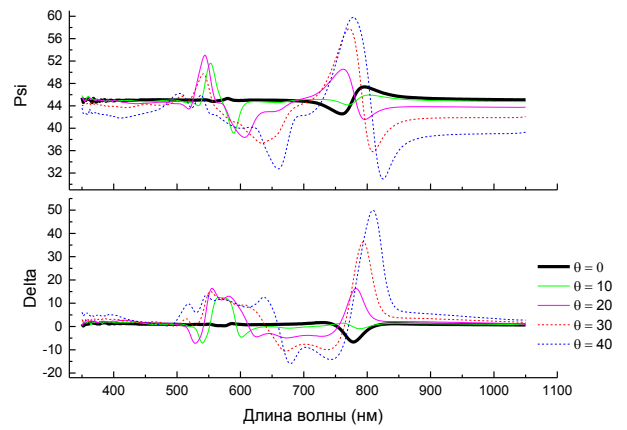


Рисунок 10. Эллипсометрические параметры ψ и Δ для структуры с $D = 300$ нм в геометрии пропускания при различных углах падения θ .

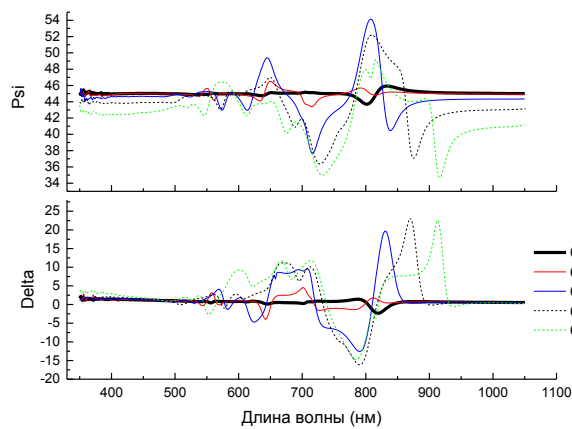


Рисунок 11. Эллипсометрические параметры ψ и Δ для структуры с $D = 400$ нм в геометрии пропускания при различных углах падения θ .

С помощью графиков ψ и Δ можно понять природу и проанализировать поведение каждого из минимумов в спектрах пропускания. Видно, что наличие плазмонных резонансов усиливает проявление амплитудной и фазовой анизотропии пропускания (отражения) исследуемых образцов.