**Глава 2: Исследование свойств магнитооптических плазмонных наноструктур**

2.1. Технология изготовления, методики и геометрии эксперимента, модели для численного анализа спектров

2.1.1. Магнитооптический отклик 2D решетки из золотых наночастиц в слое Bi:YIG в фарадеевской геометрии

Для исследования магнитооптических эффектов были изготовлены следующие структуры, изготовленные в Тоехаском технологическом университете. На пластинку плавленого кварца толщиной 1 мм методом электронной литографии наносилась двумерная квадратная решетка золотых нанодисков толщиной 30 нм и диаметром 100 нм. Решетка золотых нанодисков подвергалась нагреву до температуры выше, чем температура кристаллизации граната. Далее с помощью ионного напыления наносился слой Bi1.5Y1.5Fe5O12 (Bi:YIG) толщиной 100 нм и производилась кристаллизация граната. Экспериментально исследовались три структуры с периодом **D** = 200 нм, 300 нм и 400 нм. Изображения образцов в РЭМ до кристаллизации граната и после представлены на рис. 2.1.

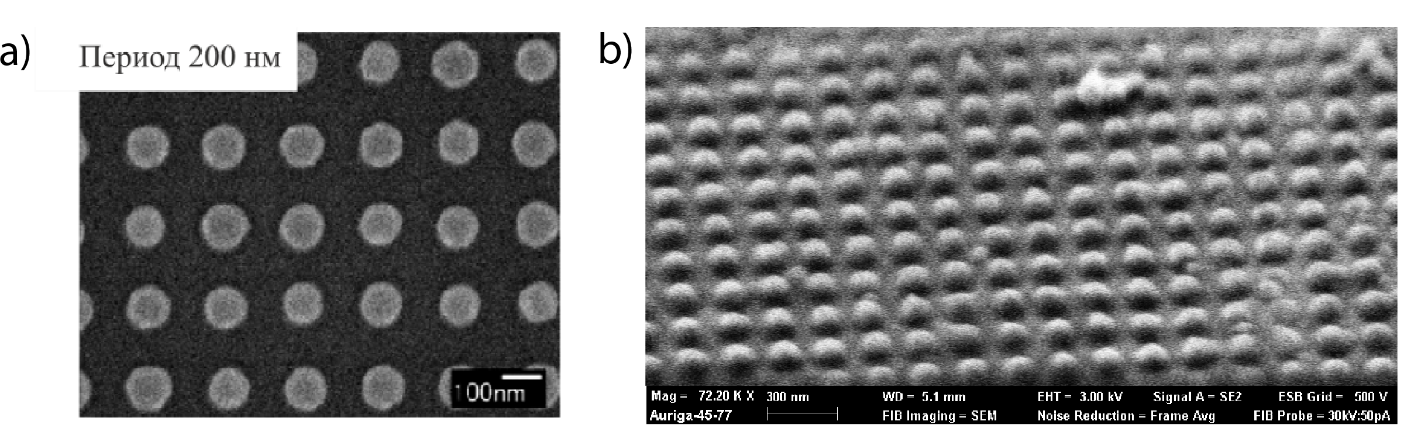


Рис. 2.1: РЭМ изображения для структуры a) до кристаллизации пленки Bi:YIG и b) после кристаллизации пленки Bi:YIG с периодом 200 нм

Изготовленные структуры дальше исследовались с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) для определения периодов решетки вдоль ортогональных направлений 2D решетки (**D1, D2**). Сканирование было проведено для двух положений образца, повернутых относительно друг друга на 90 градусов для определения структурной анизотропии образца. Изображения с АСМ показаны на рис. 2.2.

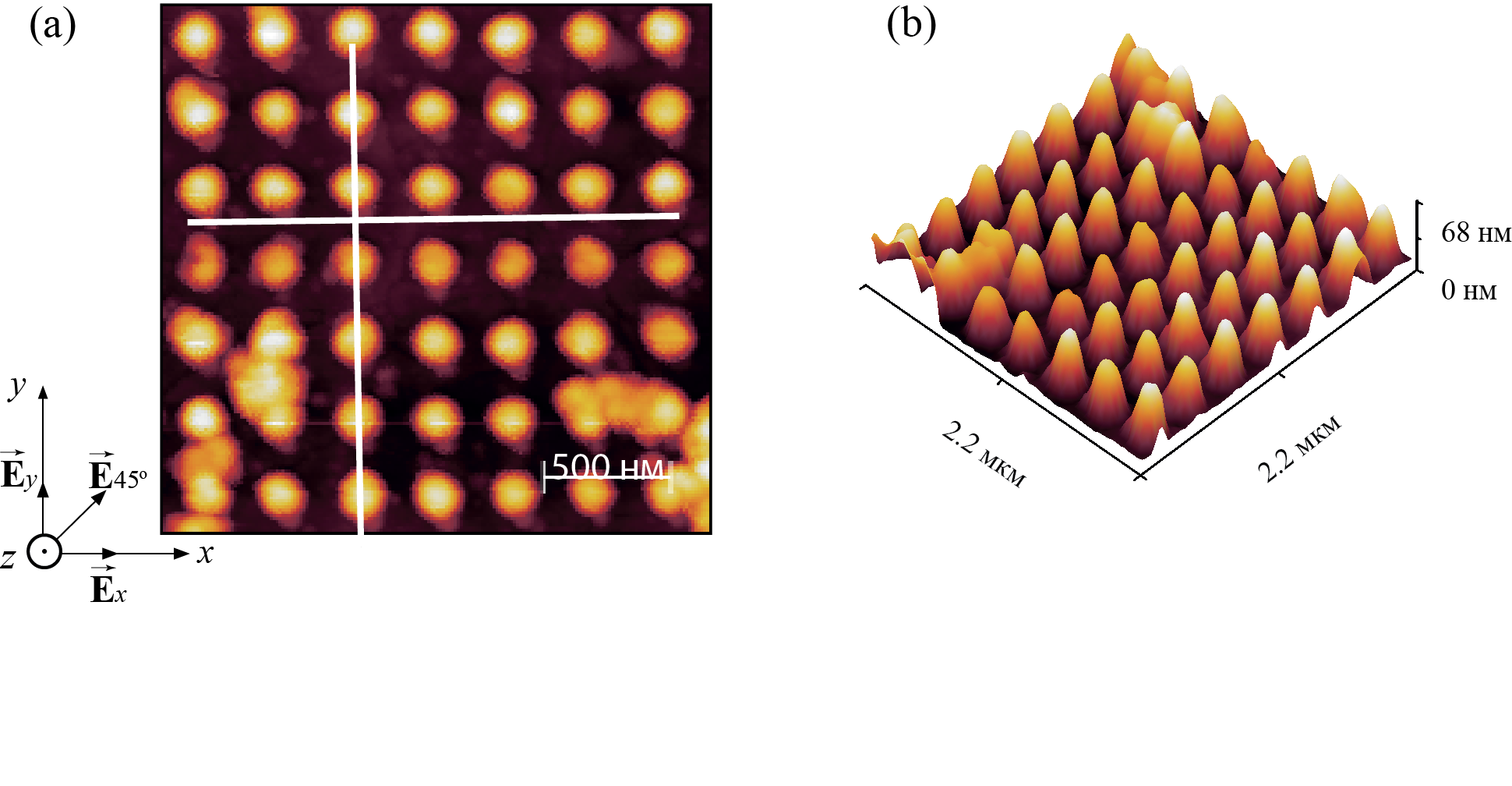


Рис. 2.2. (а) и (b) Изображения, полученные с помощью АСМ при исследовании образца с периодом **D**2 ≈ 300 нм;

Согласно тщательной обработки АСМ изображений было показано, что периоды решеток имели следующие параметры:

|  |  |
| --- | --- |
| Структура 1 | **D** = 192.0±2.7 нм |
| Структура 2 | **D** = 305.9 ±2.7 нм |
| Структура 3 | **D** = 383.0±2.7 нм |

Полученные АСМ изображения позволили убедиться, что изготовленные образцы имели квадратную решетку.

Перейдем к общему обсуждению спектральных особенностей изготовленных структур (более детальное исследование будет дано в главе 2.2). В спектрах пропускания наблюдаются два минимума, положения которых значительно отличается с изменением периода решетки (см. рис. 2.3). Так коротковолновая полоса (КП) не меняет своего положения с изменением периода решетки, а длинноволновая полоса (ЛП) сдвигается в область длинных волн с увеличением периода решетки. Для структуры с периодом **D** = 400 нм в спектрах пропускания наблюдается еще одна полоса, положение которой сильно меняется с изменением угла падения света.

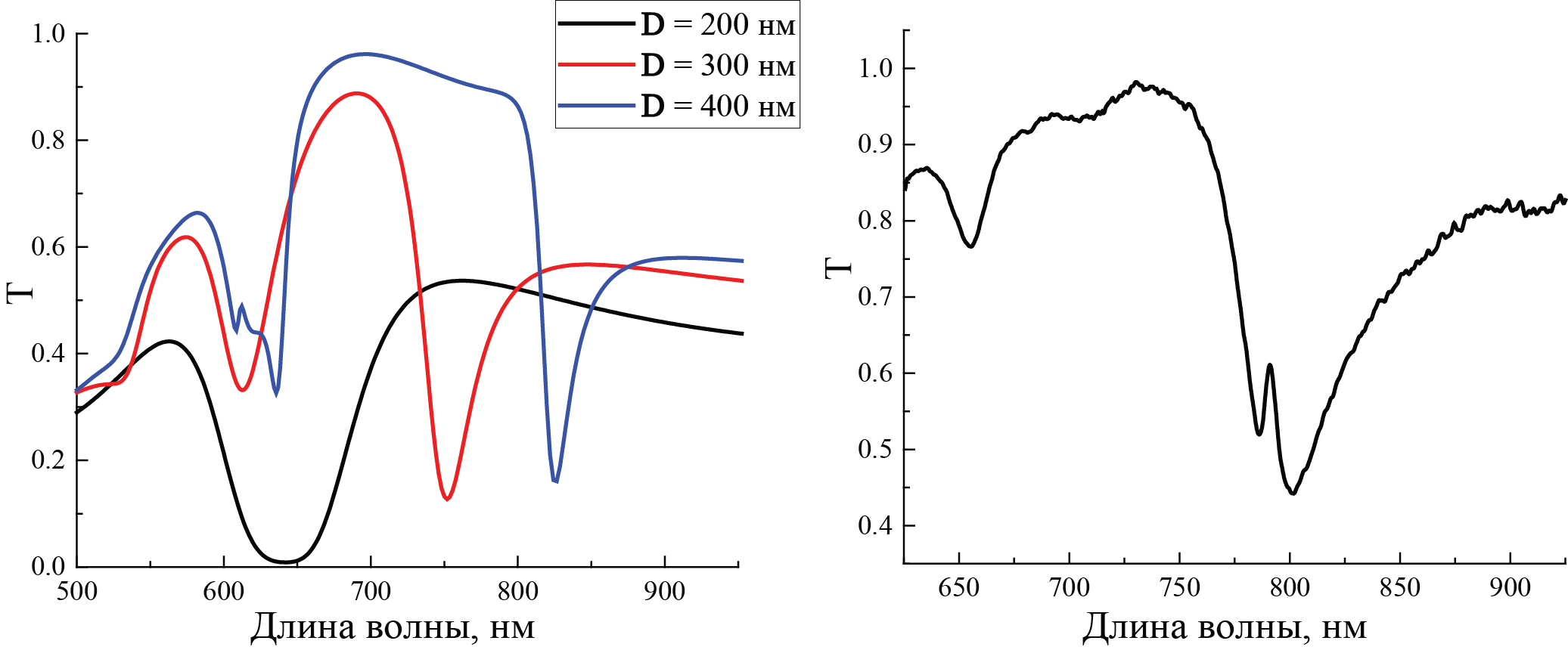


Рис. 2.3. (а) Спектры пропускания при нормальном падении излучения на структуру с периодом 200б 300 и 400 нм и (b) Спектр пропускания при угле падения 35 градусов излучения на структуру с периодом 400 нм; (Рисунок а – поменять )

Рассмотрение магнитооптического (МО) отклика в экспериментальных образцах начнем с обсуждения экспериментальной установки. Образец помещался на гониометр с точностью позиционирования 1 градус. Детектором прошедшего излучения являлся спектрометр с разрешающей способностью около 1 нм. Магнитооптические измерения были проведены при приложении внешнего магнитного поля 3 кГс, которое являлась насыщающим для исследуемых структур в геометрии Фохта. Характеристикой МО отклика являлся магнитный контраст  где Т(+) и T(-) – коэффициенты пропускания образца при противоположных направлениях внешнего магнитного поля. На рис. 2.4 a)-c) приведены спектры пропускания и МО отклик для экспериментальных образцов, измеренных при нормальном падении. Максимальный МО отклик наблюдается для структуры с периодом **D** = 200 нм. Для структуры с периодом **D** = 400 нм при угле падения 35 градусов в спектрах пропускания в области ЛП присутствует волноводная мода и в данном случае наблюдается значительный магнитный контраст вплоть до 0.1 %, сопровождающееся дополнительной сменой его знака. (см. рис. 2.4 d)).

Прежде чем приступим к обсуждению механизма усиления МО отклика, заметим, что линейный по намагниченности интенсивностный эффект в магнитной пленке в проходящем свете наблюдаться не будет если магнитная пленка окружена симметричными границами при намагничивании в геометрии Фохта. Появление намагниченности в нашем случае можно объяснить несимметричностью границ раздела пленки Bi:YIG вследствие наличия на границе раздела Bi:YIG/кварц золотых нанодисков.  
С уменьшением периода решетки D происходит увеличение поверхностной плотности золота, что увеличивает разницу эффективной проницаемости приграничных слоев Bi:YIG и, следовательно, приводит к возрастанию ρ. И магнитный контраст увеличивается от значения 0.5 \*10 -3 до 3 \* 10 -3 с уменьшением периода решетки D = 400 нм до 200 нм.

В случае, когда в области ЛП появляется волноводная мода (рис. 2.4 d)), то магнитный контраст увеличивается на один порядок до значения 1\*10-3. Это увеличение связано с зависимостью дисперсии волноводной моды от намагниченности (добавить в лит обзор формулу).

2.1.2. Магнитооптический отклик 1D решетки из золотых полосок, покрытых слоем пермаллоя в фарадеевской геометрии

-----

2.2. Плазмонные резонансы двумерной решетки из металлических частиц внутри диэлектрического слоя: поляризационные особенности

Структуры, описанные в 2.1.1 имеют ряд особенностей. В спектрах пропускания при нормальном падении наблюдаются два минимума (см. рис.2.3 а) – с)). Положениям этих минимумов соответствует ЛПР в коротковолновой области и РППР в длинноволновой области.

Как видно из графиков, положение ЛПР слабо меняется с изменением периода решетки **D.** Условие для возбуждения данного вида резонанса описывается теорией Ми и для  
сферической наночастицы определяется следующим выражением:

, где *ε*Au и *ε*Bi:YIG - диэлектрические проницаемости Au и Bi : YIG. Действительно, например, Re*{ε*Au(*λ* = 597 нм)*} ≈ -*10*.*5 и 2*ε*Bi : YIG(*λ* = 597 нм) *≈* 10*.*5 для образца с *D*1 *≈* 200 нм. Отметим, что различие в спектральных положениях полосы ППР для исследованных образцов может быть объяснено неодинаковым размером наночастиц для разных периодов решетки, а также конечностью толщины слоя Bi : YIG, в котором золотые частицы чувствуют не только окружение Bi : YIG, но и границу Bi : YIG/воздух.

Перейдем к рассмотрению длинноволновой особенности, связанной с возбуждением РППР. В соответствии с работами [1, 20] спектральное положение длинноволновой полосы определяется диполь-дипольным взаимодействием наночастиц, когда период решетки **D** является определяющим параметром. Действительно, для образцов, исследованных в геометрии нормального падения, оказалось, что спектральное положение длинноволновой полосы хорошо описывается дифракционным условием:

, где m=1, D – период решетки, neff-эффективный показатель преломления, вычисленный по формуле Максвелла- Гарнетта для сферических наночастиц в слое Bi : YIG.

, V- объемная доля золотых наночастиц, nBi:YIG –показатель преломления слоя Bi:YIG.

Взаимодействие ППР и РППР приводит к тому, что в спектре пропускания на длине волны 630 нм для структуры с периодом 400 нм наблюдается резонанс сложной формы.

Рассмотрим более подробно случай возникновения данной особенности. На рис. 2.4 представлены спектры пропускания при нормальном падении для структур с периодом D = 200, 250, 300, 350 и 400 нм. Как видно, для структуры с периодом 350 нм в области λ ≈ 600 нм спектр пропускания сравним с экспериментальным спектром пропускания структуры с периодом 400 нм. Рассмотрим распределение поля в области 600 нм для модели. Можно видеть, что изменение фазы волны приводит к изменению распределения поля от дипольного к квадрупольному (рис. 2.4 б)). Таким образом, в коротковолновой области происходит происходит интерференция трех мод: РППР, дипольный и квадрупольный ЛПР.

Перейдем к рассмотрению поляризационных особенностей исследованных структур. На рис. 2.5 представлены спектрально-угловые спектры для структуры с периодом 400 нм для s – и p –поляризаций. Для p-поляризованного света в длинноволновой области происходит незначительное смещение РППР, в то время как для s-поляризованного света РППР значительно смещается с изменением угла падения. Для объяснения данной особенности мы представим наночастицу как излучающий электрический диполь. В случае s-поляризованного света, взаимодействие между наночастицами происходит вдоль оси kx и наночастицы излучают с фазовой задержкой, так как есть разность хода DsinQ. Поэтому в спектрах пропускания положение РППР смещается с изменением угла падения. Такого смещения не наблюдается в случае p-поляризованного излучения, так взаимодействуют наночастицы вдоль оси OY, а излучение происходит вдоль оси OX.

Проанализируем данное смещение РППР для s-поляризованной волны.

Мы выяснили, что смещение происходит вдоль