

01;06.3;07;12

©1995

О ПОВЕДЕНИИ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ ОТРАЖЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ С ПОВЕРХНОСТНЫМИ ПЛАЗМОНИ

В.Ф.Названов, Д.И.Коваленко

Как известно, в настоящее время поверхностные плазмоны (ПП) привлекают большое внимание исследователей, связанное с их применением в спектроскопии поверхности, оптической микроскопии, с созданием оптических датчиков различных физических величин [1-3], а также с разработкой электрически и оптически управляемых модуляторов света, в том числе жидкокристаллических. В большинстве указанных работ для модуляции света использовался только амплитудный режим. В то же время известно [1,4-6], что при возбуждении ПП методом нарушенного полного внутреннего отражения фаза отраженного p -поляризованного излучения весьма чувствительна к поверхностным свойствам отражающей структуры, особенно при углах падения, близких к углу оптимального возбуждения ПП. В частности, в работах [7,8] это показано экспериментально для жидкокристаллических структур.

В данной работе сообщается о результатах теоретического расчета поведения не только амплитуды, но и фазы отраженного p -поляризованного монохроматического излучения от различных структур с ПП. В частности, рассматриваются конфигурации двух типов: схема Кречмана и схема Отто [1]. Напомним, что схема Кречмана представляет собой трехслойную систему, состоящую из призмы, металлической пленки и граничащей с ней среды; в схеме Отто между призмой и металлической пленкой присутствует промежуточный слой диэлектрика.

Подобные задачи можно решать, используя либо уравнения Френеля [9,10], либо матричный метод [5,11]. Нами в работе для расчетов использовался матричный метод [11].

При разработке программы нами рассматривалась более сложная математическая модель поведения поверхностных плазмонов, которая позволяет рассчитывать их поведение в структурах с любым количеством слоев, имеющих анизотропию свойств. При этом используемая модель не налагает никаких ограничений на величины диэлектрической проницаемости. Для проверки методики расчета использовались структуры, описанные в [5]. Было получено

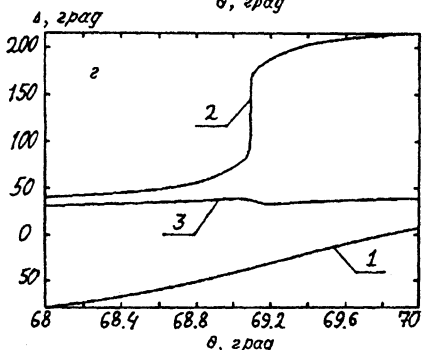
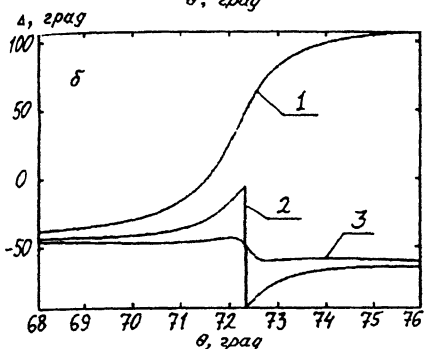
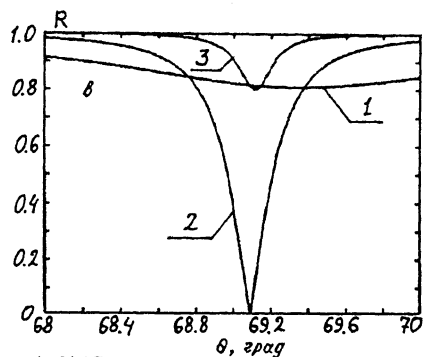
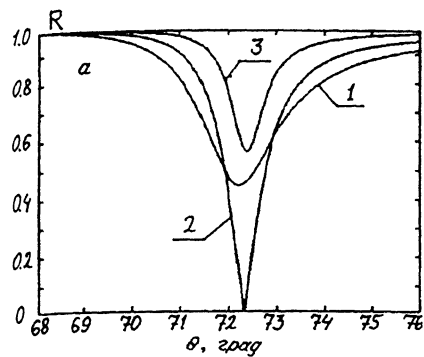


Рис. 1. Зависимости энергетических коэффициентов отражения (а, б) и соответствующих фазовых сдвигов между р- и з-компонентами отраженного излучения (в, г) от угла падения для трех различных толщин: а, б — металлического слоя структуры стекло-серебро-этанол: 44 нм (кривая 1), 55 нм (кривая 2), 70 нм (кривая 3); в, г — слоя MgF_2 структуры стекло — MgF_2 -серебро-этанол: 300 нм (кривая 1), 650 нм (кривая 2), 1000 нм (кривая 3).

полное совпадение полученных нами результатов с результатами работы [5], что подтвердило правильность компьютерной программы.

Далее были рассмотрены структуры, представленные в [10,12]. Расчет их амплитудных характеристик приведен в [10] для длины волны излучения He-Ne лазера (632.8 нм), стеклянной призмы (BK7), слоя серебра и этанола. В схеме Отто в качестве промежуточного диэлектрика использован MgF_2 . Коэффициенты преломления BK7, серебра, MgF_2 и этанола равны 1.515, $0.0666 + i4.045$, 1.38 и 1.36 соответственно.

На рис. 1, а и б изображены зависимости от угла падения амплитуды и фазы отраженного излучения соответственно, для трех различных толщин металлического слоя: 44 нм (кривая 1), 55 нм (кривая 2), 70 нм (кривая 3). Заметим, что кривые для амплитуды совпадают с кривыми из работы [10].

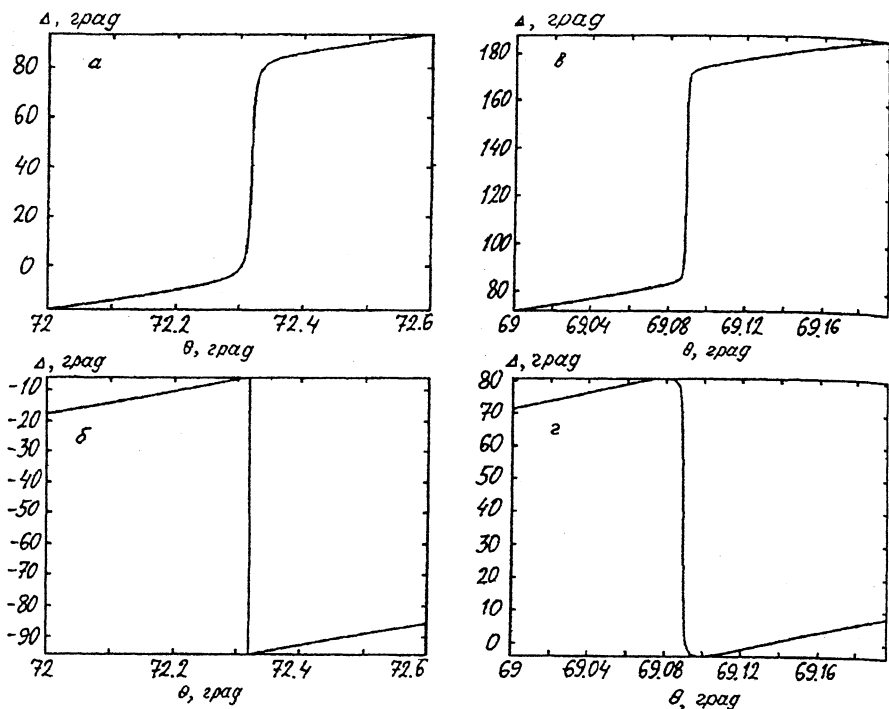


Рис. 2. Зависимости фазовых сдвигов между p - и s -компонентами отраженного излучения от угла падения для двух различных толщин: а, б — металлического слоя структуры стекло-металл-этанол 54.9 нм и 55.0 нм соответственно; в, г — слоя MgF_2 структуры стекло- MgF_2 -серебро-этанол 652 нм и 653 нм соответственно.

Добавим теперь в эту систему промежуточный слой MgF_2 . На рис. 1, в и г изображены графики изменения амплитуды и фазы отраженного излучения соответственно для трех различных толщин промежуточного слоя: 300 нм (кривая 1), 650 нм (кривая 2), 1000 нм (кривая 3) при фиксированной толщине металлической пленки серебра 44 нм.

Из графиков видно, что фаза отраженного p -поляризованного излучения более чувствительна к изменению толщин слоев, чем амплитуда, при углах падения, близких к углу оптимального возбуждения ПП. В частности, на рис. 2, а и б показано поведение фазы для толщин металла 54.9 нм (кривая 1) и 55.0 нм (кривая 2) для структур конфигурации Кречмана. Хорошо видно, что чувствительность фазы к изменению параметров структуры, в частности толщины металла, во много раз выше, чем чувствительность амплитуды, что подтверждает результаты работы [5]. Амплитудные характеристики для данных толщин из-за совпадения их с кривой 2 на рис. 1, а не представлены.

Аналогичная ситуация изменения амплитуды и фазы наблюдается и в структуре конфигурации Отто. На рис. 2, *в* и *г* показано поведение фазы для толщин промежуточного слоя MgF_2 652 нм (кривая 1) и 653 нм (кривая 2).

Анализ кривой 1 на рис. 1, *а* и кривой 2 на рис. 1, *в* показывает, что даже в случае не оптимального выбора параметров структуры путем введения дополнительного слоя возможно получить структуру, оптимальную для возбуждения ПП. Такое поведение амплитуды наблюдалось в работе [12]. Из рис. 1, *б* и *г* также видно, что при добавлении слоя MgF_2 в неоптимальную структуру Кречмана (при толщине металла 44 нм) чувствительность фазы от угла падения излучения становится даже больше, чем в случае оптимальной структуры (при толщине металла 55 нм). Данный результат позволяет расширить спектр структуры, в которых возможно эффективное возбуждение ПП.

Таким образом, разработанная программа расчета не только амплитуды, но и фазы отраженного *p*-поляризованного излучения в режиме возбуждения ПП в многослойных структурах, учитывающая анизотропию свойств слоев, является очередным шагом к решению задач определения свойств и характеристик структур на ПП, включая и жидкокристаллические.

Список литературы

- [1] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред. / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
- [2] Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижевский В.Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев: Наук. думка, 1989. 376 с.
- [3] Welford K.R. // Opt. and Quant. Electron. 1991. V. 23. N 1. P. 1-27.
- [4] Никитин А.К., Тищенко А.А. // Поверхность. 1987. В. 9. С. 84-89.
- [5] Simon J.M., Presa V.A. // J. Mod. Opt. 1989. V. 36. N 5. P. 649-657.
- [6] Никитин А.К., Тищенко А.А. // Письма в ЖТФ. 1991. В. 11. С. 76-79.
- [7] Названов В.Ф., Афонин О.А. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 7. С. 26-31.
- [8] Названов В.Ф., Афонин О.А. // ПТЭ. 1994. N 2. С. 206-207.
- [9] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973. 719 с.
- [10] Васманова С.А. // Опт. и спектр. 1994. Т. 76. № 1. С. 100-101.
- [11] Sprokel G.J. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1981. V. 68.
- [12] Matsubara, Kawata S., Minami S. // Lett. 1990. V. 15. N 1. P. 75-77.

Саратовский
государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

Поступило в Редакцию
20 апреля 1995 г.