

Министерство образования и науки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра физики твердого тела

Поверхностные плазмоны, возбуждаемые на границе металла с усиливающей
средой

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студента 4 курса 411 группы
направления 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника»
факультета нано –и биомедицинских технологий

Климовой Анастасии Игоревны

Научный руководитель

профессор, д. ф.–м. н. _____ В.Ф. Названов

Заведующий кафедрой

профессор, д. ф.–м. н. _____ Д.А. Усанов

Саратов 2017 год

Введение

Актуальность темы обусловлена ускоренным прогрессом современных технологий. В последние годы он дал широкое развитие такой области науки, как плазмоника и наноплазмоника, которые в свою очередь занимаются изучением явлений связанных с колебаниями электронной проводимости в металлических наноструктурах, а также взаимодействием этих колебаний со светом.

Наибольший интерес представляет собой исследование поверхностных электромагнитных волн и их распространение в структуре металл – диэлектрик. Главной областью применений является медицина и экологический контроль, в частности применяются в создании сенсоров, способных быстро и качественно детектировать наличие тех или иных химических веществ в исследуемой среде

Целью работы является компьютерное моделирование оптических спектров отражения многослойных структур на поверхностных плазмонах с помощью пакета прикладных программ MathCAD 14.

Для достижения указанной цели решались следующие задачи:

- 1) Исследование поверхностных электромагнитных волн, и возможностью применения
- 2) Обзор методов возбуждения на границе металл – диэлектрическая среда с плазмонами в режиме LRSPP
- 3) Компьютерное моделирование многослойных структур с поверхностными плазмонами с использованием металла с усиливающей средой

Научной новизной является моделирование структур на основе поверхностных плазмонов в режиме LRSPP, их возбуждение и распространение на границе металла с усиливающей средой.

В первой главе работы дан обзор литературы по теме. Рассмотрено распространение, и основные свойства ПЭВ на границе раздела «металл - диэлектрик». Плазмоны – это псевдочастицы, представляющие собой кванты колебаний электронного газа в проводящем материале. Резонансное возбуждение таких колебаний электромагнитной волной в тонком слое проводящего материала, помещенного между двух сред с разными показателями преломления, получило название «поверхностный плазмонный резонанс». К понятию «плазмон» можно добавить термин «поляритон».

Также мы ознакомимся с возможностями применения поверхностных плазмонов. Научный интерес к ПП связан с возможностью эффективного возбуждения ПЭВ на реальных поверхностях. Их влиянием на многие фотофизические процессы. Этот факт имеет большое значение для разработок в фотонике – в оптической спектроскопии, нелинейной оптике, микроскопии высокого разрешения и других областях. Особый интерес представляет использование ПП для создания биосенсоров.

Во второй главе работы были рассмотрены методы возбуждения поверхностных плазмонов на границе раздела металл – диэлектрик.

ПП являются неизлучательными модами. Типичная дисперсионная кривая k , поверхностных плазмонов - поляритон на границе металл – диэлектрик на Рис. 2. Резонансное возбуждение плазмона происходит при условии равенства вектора импульса поверхностного плазмона и проекции вектора импульса фотона на границу раздела сред (иногда это требование формулируют как равенство волновых векторов). Однако обычно импульс плазмонов больше, чем фотонов. Для возникновения ППР используют специальные приспособления (согласующие устройства), увеличивающие импульс фотонов. В качестве согласующих устройств используются призмы, волноводы и дифракционные решетки, реже другие приспособления, например, фотонные кристаллы[2].

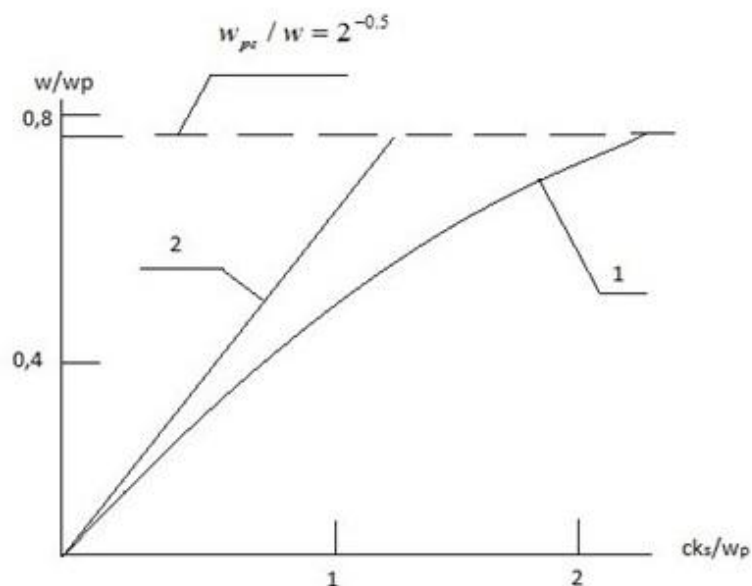


Рис. 2 Закон дисперсии плазмонных колебаний в системе «металл – воздух» (в случае металла с законом дисперсии Друде). Нижняя кривая 1 – поверхностные плазмоны; прямая линия 2 – фотоны в свободном пространстве

Поэтому для их возбуждения требуется применять специальные методы: неупругое рассеяние электронов, дифракцию световых волн на гофрированной или шероховатой поверхности (дифракционное возбуждение пэв на решетках), метод нарушенного полного внутреннего отражения при призмной связи по схемам Отто или Кречмана, распространение плазмонов с большой пробегом (LRSPP).

Подробно рассмотрим лишь несколько из них, с остальными можно ознакомиться из литературы представленной в списке использованных источников [1;3].

1. Возбуждение по схеме Отто

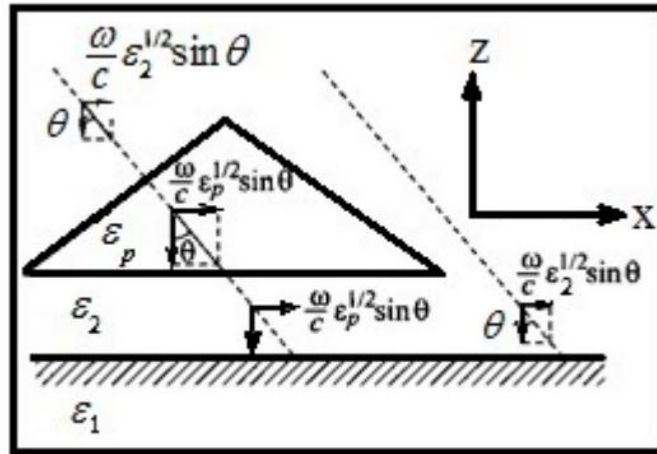


Рис. 2.1. [27]. Схема возбуждения поверхностных плазмонов-поляритонов по геометрии Отто

Основная идея этого метода, названного методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО), схематически изображена на рисунке 2.1[27]. Прежде чем войти в среду с ϵ_0 , падающая световая волна сначала попадает в призму с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_p > \epsilon_0$. Согласно закону Снеллиуса, тангенциальная компонента волнового вектора сохраняется при переходе через границу раздела, и при углах падения θ , больших угла полного внутреннего отражения $\theta > \arcsin(\epsilon_p / \epsilon_0)$ получим:

$$k_x = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_p} \sin \theta > (\omega/c)\sqrt{\epsilon_0}, \quad (2.1)$$

Но при этих условиях нормальная компонента $k_{0,z}$ волнового вектора становится чисто мнимой, и волна быстро затухает в направлении z в среде с ϵ_0 на расстоянии порядка длины световой волны. Таким образом, необходимо, чтобы призма была удалена от активной среды с ϵ_2 на расстояние d порядка длины волны λ .

2. Возбуждение по схеме Кречмана

Схема Отто [27] неудобна с точки зрения эксперимента, поскольку требует труднореализуемого контроля узкого воздушного зазора между

двумя границами раздела. В 1971 г. Кречман предложил альтернативный метод возбуждения ППП, который решал эту проблему (рис. 2.2).

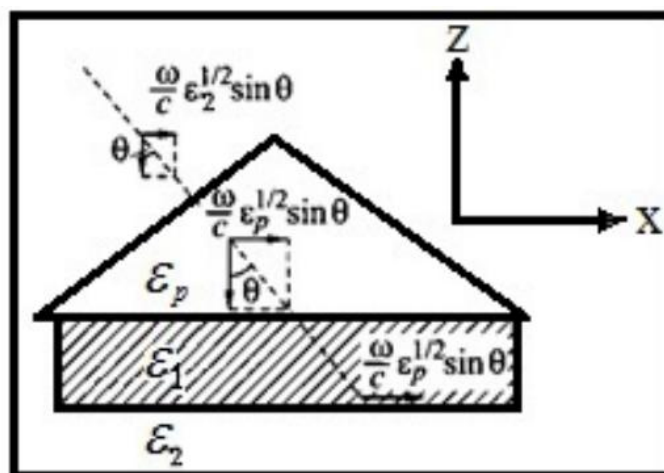


Рис. 2.2.[27]. Схема возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов по геометрии Кречмана

Так как закон Снеллиуса симметричен относительно ε_1 и ε_2 , можно менять положение этих двух сред относительно призмы. На рисунке 2.2 показано, как можно возбуждать поверхностные плазмоны на границе раздела «металл-воздух» ($\varepsilon_1/\varepsilon_2$) с помощью нарушенного полного внутреннего отражения, если активной средой служит тонкая пленка, нанесенная на призму. Из-за поглощения в активной среде толщина пленки должна быть достаточно мала, чтобы достаточное количество энергии достигало границы раздела. Этот метод известен как конфигурация Кречмана.

Поверхностные плазмоны с большой длиной пробега(LRSPP)

Большой интерес представляет исследование поведения и свойств поверхностных плазмонов в структуре, которая состоит из тонкого слоя поверхностно - активной среды, помещенной между двумя слоями диэлектрика с похожими коэффициентами преломления. В ней могут возникать две моды поверхностных плазмонов с симметричным и антисимметричным профилями поля (рис. 2.3). Поскольку антисимметричный

плазмон затухает гораздо быстрее, чем симметричный, первый принято называть коротковолновым поверхностным плазмоном, а второй – длинноволновым или как их еще называют поверхностными плазмонами с большой длиной распространения. Поле симметричного поверхностного плазмона проникает в диэлектрическую среду намного глубже, чем поле антисимметричного поверхностного плазмона или поле обычного поверхностного плазмона, возникающего на одной границе металл–диэлектрик.

При использовании призмной или решеточной связи для возбуждения этой моды можно добиться довольно острого резонанса, если металлический слой достаточно тонок для взаимодействия двух поверхностных мод. Иначе говоря, возникновение длинноволнового плазмона приводит к значительному усилению интенсивности электромагнитного поля, что может повысить чувствительность ППР[16,1,3].

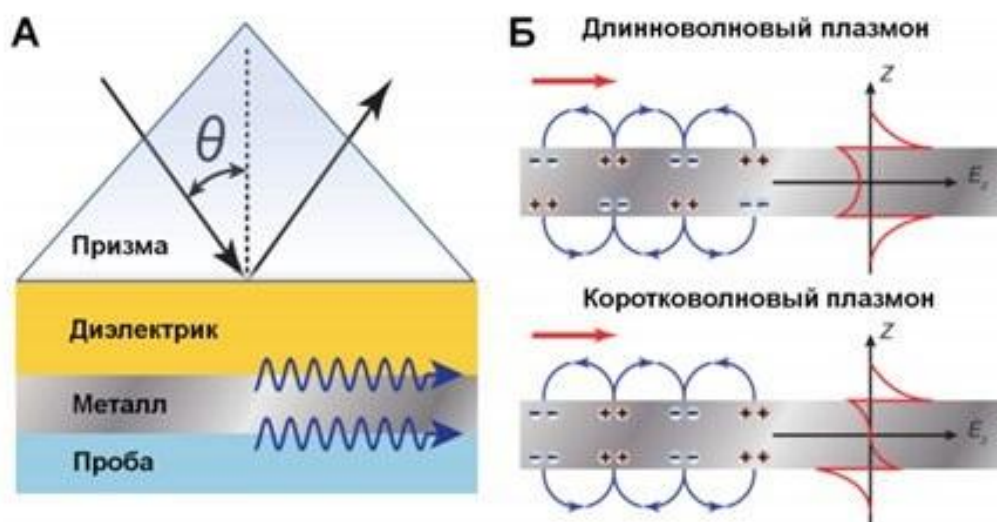


Рис. 2.3.[16] Возбуждение поверхностных плазмонов. А – схема возбуждения; Б – распределение зарядов и профили напряженности поля в коротковолновых и длинноволновых плазмонах

В третьей главе работы представлены некоторые примеры компьютерного моделирования описанных систем в пакете прикладных программ MathCAD

14, а также посвящена описанию методов расчета различных многослойных структур на основе поверхностных плазмонов. В частности, исследованы схемы расчета спектров отражения многослойных структур (в режиме LRSP) с усиливающим диэлектрическим слоем, 4-х и 5-слойные структуры с использованием матриц рассеяния, и при использовании уравнений Френеля.

Подробнее рассмотрим лишь метод матриц рассеяния:

Коэффициенты k_1, k_2 и k_3 из формулы Френеля распишем как:

$$k_1(\theta) := \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_1 \cdot \sin(\theta)^2} \quad k_2(\theta) := \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \cdot \sin(\theta)^2}$$

$$k_3(\theta) := \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \sqrt{\varepsilon_3 - \varepsilon_1 \cdot \sin(\theta)^2} \quad k_4(\theta) := \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \sqrt{\varepsilon_4 - \varepsilon_1 \cdot \sin(\theta)^2}$$

Коэффициенты отражения $r_{12}(\theta)$, $r_{23}(\theta)$ и $r_{34}(\theta)$, составляющие предыдущее соотношение представляются в следующем виде:

$$r_{12}(\theta) := \frac{\varepsilon_2 \cdot k_1(\theta) - \varepsilon_1 \cdot k_2(\theta)}{\varepsilon_2 \cdot k_1(\theta) + \varepsilon_1 \cdot k_2(\theta)} \quad r_{23}(\theta) := \frac{\varepsilon_3 \cdot k_2(\theta) - \varepsilon_2 \cdot k_3(\theta)}{\varepsilon_3 \cdot k_2(\theta) + \varepsilon_2 \cdot k_3(\theta)}$$

$$r_{34}(\theta) := \frac{\varepsilon_4 \cdot k_3(\theta) - \varepsilon_3 \cdot k_4(\theta)}{\varepsilon_4 \cdot k_3(\theta) + \varepsilon_3 \cdot k_4(\theta)}$$

а так же коэффициенты пропускания $t_{12}(\theta)$, $t_{23}(\theta)$, $t_{34}(\theta)$:

$$t_{12}(\theta) := \frac{2 \cdot \varepsilon_1 \cdot k_2(\theta)}{\varepsilon_1 \cdot k_2(\theta) + \varepsilon_2 \cdot k_1(\theta)} \quad t_{23}(\theta) := \frac{2 \cdot \varepsilon_2 \cdot k_3(\theta)}{\varepsilon_2 \cdot k_3(\theta) + \varepsilon_3 \cdot k_2(\theta)}$$

$$t_{34}(\theta) := \frac{2 \cdot \varepsilon_3 \cdot k_4(\theta)}{\varepsilon_3 \cdot k_4(\theta) + \varepsilon_4 \cdot k_3(\theta)}$$

Как известно, значения диэлектрических проницаемостей $\varepsilon_{1,2,3}$ можно представить в виде квадратов показателей преломления: $\varepsilon_i = n_i^2$

В соотношении величины D_{ij} и P_i являются матрицами границ раздела и слоев соответственно и записываются как:

$$D_{12}(\Theta) := \frac{1}{t_{12}(\Theta)} \cdot \begin{pmatrix} 1 & r_{12}(\Theta) \\ r_{12}(\Theta) & 1 \end{pmatrix} \quad D_{23}(\Theta) := \frac{1}{t_{23}(\Theta)} \cdot \begin{pmatrix} 1 & r_{23}(\Theta) \\ r_{23}(\Theta) & 1 \end{pmatrix}$$

$$D_{34}(\Theta) := \frac{1}{t_{34}(\Theta)} \cdot \begin{pmatrix} 1 & r_{34}(\Theta) \\ r_{34}(\Theta) & 1 \end{pmatrix}$$

$$P_2(\Theta) := \begin{pmatrix} \exp(-i \cdot k_2(\Theta) \cdot d_2) & 0 \\ 0 & \exp(i \cdot k_2(\Theta) \cdot d_2) \end{pmatrix}$$

$$P_3(\Theta) := \begin{pmatrix} \exp(-i \cdot k_3(\Theta) \cdot d_3) & 0 \\ 0 & \exp(i \cdot k_3(\Theta) \cdot d_3) \end{pmatrix}$$

Затем рассчитывается

$$M(\Theta) := D_{12}(\Theta) \cdot P_2(\Theta) \cdot D_{23}(\Theta) \cdot P_3(\Theta) \cdot D_{34}(\Theta)$$

Запишем формулу для общего коэффициента отражения:

$$R_{1234}(\Theta) := \left(\left| \frac{M(\Theta)_{2,1}}{M(\Theta)_{1,1}} \right| \right)$$

После выполнения приведенной схемы получают график зависимости коэффициента отражения структуры от угла падения излучения и анализируют его при различных параметрах.

В примере №1, (рис. 3.1) приведен пример для 4х – слойной системы: стеклянная призма ($\epsilon=3,703$) – слой усиливающего диэлектрика (CdS, $n=2.5$) – слой Ag – слой усиливающего диэлектрика (CdS): при заданных толщинах $Ag = 50$ нм, $CdS = 3350$ нм и заданном угле падения.структуры. С помощью матриц рассеяния (в режиме LRSPP).

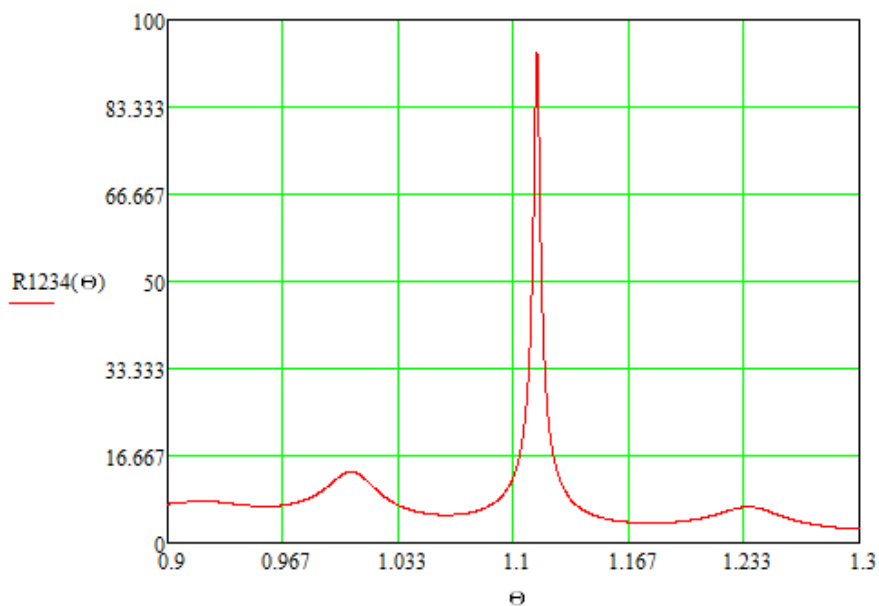


Рис. 3.1. Расчет зависимости коэффициента отражения 4х – слойной системы со слоем усиливающего диэлектрика CdS

Обнаружено, что наличие усиливающих свойств активного диэлектрика приводит к большому усилению излучения. При угле падения излучения, равном плазмонному резонансу, вместо минимума коэффициента отражения появляется огромное усиление. Выявлено, что максимального значения коэффициент отражения достигает при значении коэффициента усиления 0,025.

В примере №2, (рис. 3.2) для сравнения было проведено моделирование аналогичной 4-х слойной структуры со слоем усиливающего диэлектрика (CdS) при использовании уравнений Френеля (в режиме LRSPP).

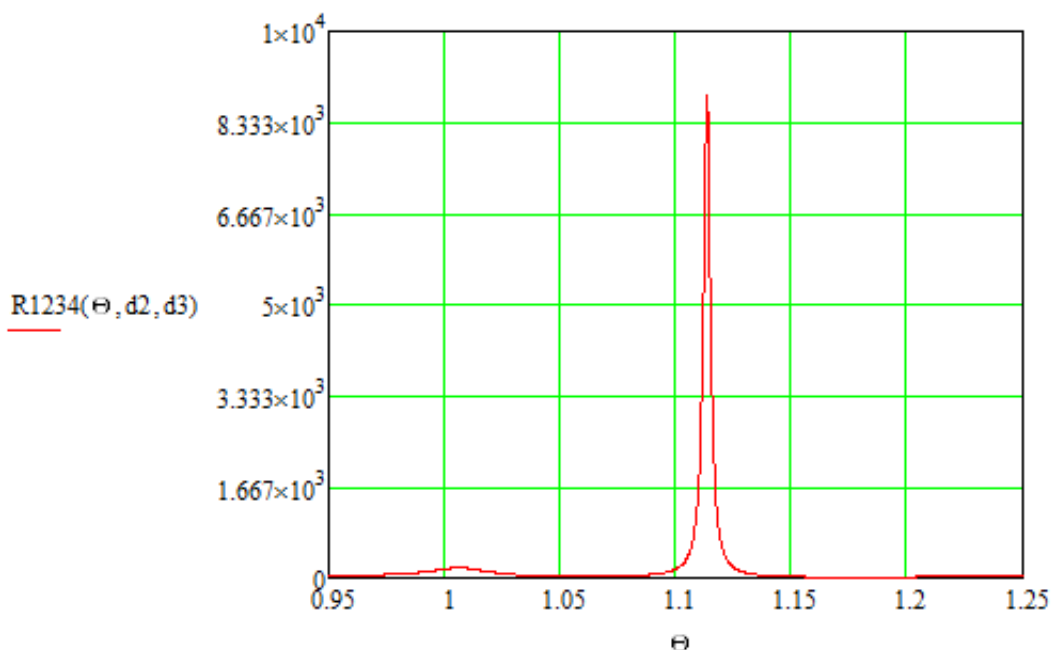


Рис. 3.2 Программа для расчета зависимости коэффициента отражения 4х слойной структуры с усиливающим слоем диэлектрика CdS при использовании ур. Френеля (LRSPP)

Отмечено, что при сравнении двух аналогичных 4-х слойных структур с одинаковыми параметрами при использовании разных методов расчета, гораздо больший эффект усиления достигается при использовании уравнений Френеля.

В примере №3, (рис. 3.3) приведен пример программы моделирования 5-слойной структуры с усиливающим слоем диэлектрика с использованием матриц рассеяния. Обнаружено, что в одинаковых методах, наличие 5го слоя (воздуха) по сравнению с 4-слойной структурой, увеличивает эффект усиления на несколько порядков.

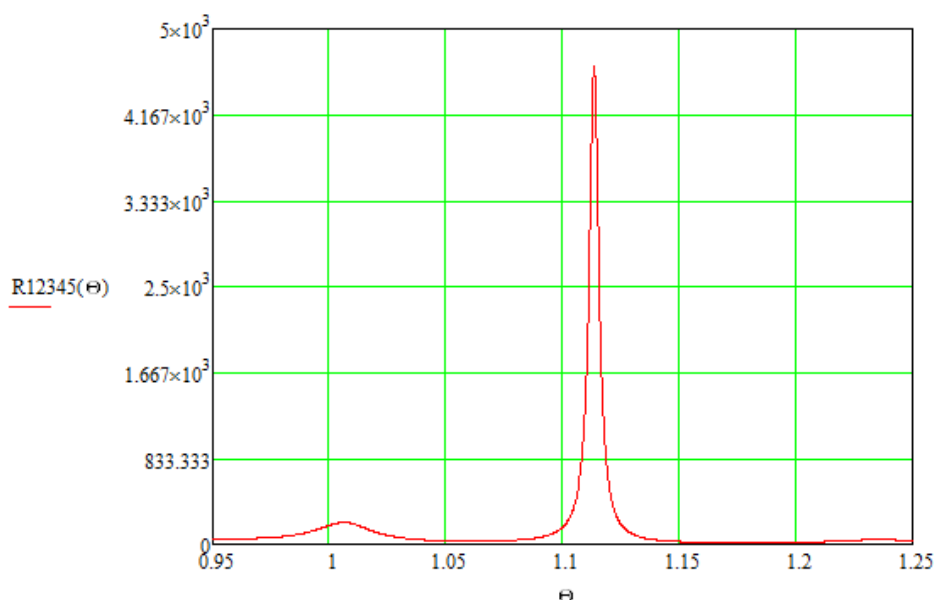


Рис. 3.3 Расчет коэффициента отражения в зависимости от угла падения излучения для 5 – слойной структуры со слоями усиливающего диэлектрика.

Заключение

В ходе данной работы были получены следующие результаты:

1. Дан аналитический обзор литературы по теме.
 - 1.1 Рассмотрены поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона на границе раздела «металл - диэлектрик», основные свойства и особенности распространения на данной границе.
 2. Описаны основные методы возбуждения поверхностных плазмонов. В частности, рассмотрен метод нарушенного полного внутреннего отражения при призмной связи по схемам Кречмана и Отто.
 - 2.1 Рассмотрены поверхностные электромагнитные волны с большой длиной распространения (режим LRSPP).
3. Представлены результаты компьютерного моделирования коэффициента отражения нескольких слоистых структур с плазмонами (в режиме LRSPP) в зависимости от угла падения и длины волны оптического излучения с использованием 2х методов расчета. В частности метод,

основанные на известных формулах для многослойных структур, а также, с использованием матриц рассеяния.

Список использованных источников

1. Майер С.А. Плазмоника: Теория и приложения. М: Регулярная и хаотическая динамика, 2011
2. Названов В.Ф. Наноплазмоника в наносенсорике и нанофотонике: учебное пособие – Саратов: изд. «Новый ветер», 2015. – 88 с.:илл.
3. Климов В.В. Наноплазмоника. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2009.-480с.
4. Bonch – bruevich A.M., Libenson M.N., Makin V.S., Trubaev V.V. Surface electromagnetic waves in optics. // Optical Engineering. – 1992. – Vol. 31. – N 4. – PP. 718-780.
5. Peter J. Kajenski, Tunable optical filter using long-range surface plasmons // Optical Engineering, vol.36, №5, 1997
6. M.A. Noginov, G.Zhu, M.Mayu, B.A. Ritzo, N.Noginova, V.A. Podolskiy. Stimulated Emission of Surface Plasmon Polaritons.// Physical Review Letters – 2008. V.101
7. Berini P. Long-range surface plasmon polaritons.// Advances in Optics and Photonics. – 2009.- N 1.- P. 484-588
8. А.Н. Сударкин, П.А. Демкович. Возбуждение ПЭВ на границе металла с усиливающей средой. // Журнал технической физики. 1989 . Т. 59. в. 7
9. M.A. Noginov, G.Zhu, M.Mayu, B.A. Ritzo, N.Noginova, V.A. Podolskiy. Stimulated Emission of Surface Plasmon Polaritons.// Physical Review Letters – 2008. V.101.
- 10.J. Seidel, S. Grafstrom, L.Eng. Stimulated Emission of Surface Plasmons at the Interface between a Silver Film and an Optically Pumped Dye Solution. // Physical Review Letters – 2005. V.94.
- 11.Muralidhar Ambati, Sung Hyun Nam, Erick Ulin-Avila, Dentcho A. Genov, Guy Bartal, and Xiang Zhang Observation of Stimulated Emission of Surface Plasmon Polaritons //Nano Lett. - 2008, 8 (11).

12. J. Seidel, S. Grafstroöm, and L. Eng. Stimulated Emission of Surface Plasmons at the Interface between a Silver Film and an Optically Pumped Dye Solution// PRL 94, 177401 (2005).
13. Stockman M. Nanoplasmonics: The physics behind the applications// Phys. Today 2011.
14. Ivan Avrutsky Surface plasmons at nanoscale relief gratings between a metal and a dielectric medium with optical gain // PHYSICAL REVIEW B 70, 155416 (2004)
15. Т.А. Вартамян. «Основы физики металлических наноструктур»// Учебное пособие, курс лекций. – СПб: НИУ ИТМО, 2013. – 133 с.
16. Д. В. СОТНИКОВ, А. В. ЖЕРДЕВ, Б. Б. ДЗАНТИЕВ Детекция межмолекулярных взаимодействий, основанная на регистрации поверхностного плазмонного резонанса// и взаимодействий Успехи биологической химии, т. 55, 2015, с. 391–420
17. Муравьев Вячеслав Михайлович Интерференционные и поляритонные эффекты для плазменных возбуждений в двумерных электронных системах
18. Д.А. Мамичев, И.А. Кузнецов, Н.Е. Маслова, М.Л. Занавескин ОПТИЧЕСКИЕ СЕНСОРЫ НА ОСНОВЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА ДЛЯ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО БИОХИМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА// Молекулярная медицина №6, 2012
19. М. Л. Городецкий ОСНОВЫ ТЕОРИИ ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ// Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова 119991.203стр.
20. Биосенсоры: основы и приложения. Пер. с англ./ Под ред. Э. Тернера, И. Карубе, Дж. Уилсона.- М.: Мир, 1992.- 614с.
21. Войтович И.Д., Корсунский В.М.. Интеллектуальные сенсоры: учебное пособие. //М.: Интернет- Университет Информационных Технологий; БИНОМ. Лаборатория знаний.- 2011.-623 с.

22. Leung A., Shankar P.M. and Mutharasan R. A review of fiber-optic biosensors// Sensors and Actuators : Chemical. – 2007. – Vol. 125.- Is.2.- PP. 688-703
23. Peter J. Kajenski, Tunable optical filter using long-range surface plasmons // Optical Engineering, vol.36, №5, 1997
24. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973.
25. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. Высокий показатель преломления и другие особенности оптических свойств гетерогенных сред.// Письма в ЖЭТФ. 2000. Т.72. Вып.9. С. 641-646
26. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. Оптические свойства гетерогенных сред.// Квантовая электроника. 2001. Т.31. №3. С. 252-256.
27. Чехонина С.В. Метод трансфер-матриц в описании резонансного взаимодействия излучения со слоистыми наноструктурами//Магистерская диссертация. 2013, 67стр.
28. Либенсон М.Н. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона. //Соросовский образовательный журнал. – 1996. - №10. – Стр. 93-98; №11. – Стр. 103-110
29. Биосенсоры: основы и приложения. Пер. с англ./ Под ред. Э. Тернера, И. Карубе, Дж. Уилсона.- М.: Мир, 1992.- 614с.
30. Маев Р.Г., Полуэктов И. А. , Пустовойт В. И. Об изменении электронной части диэлектрической проницаемости фотополупроводников при внешней накачке. // ФТТ, 1973, Том 15, №1 - Стр 18-21.
31. Маев Р.Г., Полуэктов И. А. , Пустовойт В. И. Об одной возможности управления и изменения оптических свойств фотополупроводников. //ФТТ,1972,Том 14, №7 – Стр. 2012-2020.