

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**
Кафедра **ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА
Хафизова Руслана

Тема работы **Плазмоны в процессах лазерного формирования
периодических поверхностных структур**

«К защите допущен»

Заведующий кафедрой

Д. ф.-м.н, проф.

Зам директора ИЯФ СО РАН по научной
работе

Иванов А. А./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«15»июня 2018 г.

Научный руководитель

Д. ф.-м.н., доцент

В.н.с. ИАиЭ СО РАН

Фруммин Л. Л./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«15»июня 2018 г.

Дата защиты: «19»июня 2018 г.

Содержание

Содержание	2
Введение.....	3
Глава 1. Элементы плазмоники.....	7
1.1 Локализованные плазмоны.....	7
1.2 Плазмон-поляритоны на границе металл-диэлектрик.....	8
Глава 2. Взаимодействие плазмон-поляритонов в трехслойной среде...12	
2.1 Основные уравнения для трехслойной среды.....	12
2.2 Дисперсионное уравнение.....	13
Глава 3. Расчет дисперсионного соотношения для пленок хрома.....	15
3.1 Численный расчет плазмон-поляритонов для пленки хрома.....	15
3.2 Обсуждение результатов расчетов.....	18
Выводы.....	20
Список литературы.....	21

Введение

Термохимические лазерно-индуцированные периодические поверхностные структуры (ЛИППС LIPPS) представляют собой сравнительно недавно открытый тип структур, образуемых лазерными фемтосекундными импульсами излучения на поверхности металлических пленок [1]. В отличие от хорошо известных абляционных ЛИППС [2], которые имеют ориентацию, перпендикулярную поляризации падающего лазерного излучения, и образуются из-за абляции материала, направление ориентации термохимических ЛИППС параллельно вектору поляризации падающего света. В этом случае оксидные структуры образуются из-за химической реакции окисления металлов и топология рельефа характеризуется ростом оксидированной области металла вверх и вниз от уровня поверхности металлической пленки. По сравнению с абляционными структурами термохимические ЛИППС имеют более упорядоченную структуру. В них почти нет сдвигов и отклонений периода, что дает широкие возможности для практического использования ЛИППС [3, 4].

На сегодняшний день образование таких структур изучено в случае пленок титана (Ti) поскольку титан имеет самую высокую константу скорости окисления, поэтому образование этих структур на титановой пленке является наиболее эффективным [1], [5]. Экспериментально было показано, что стандартное отклонение периода ЛИППС не превышает 1 нм при оптимальных параметрах записи [1]. Схема эксперимента, объясняющая отличие абляционных и термохимических ЛИППС представлена на Рис.1. В абляционном случае образуются выемки, а в термохимическом случае – объемные полосы, состоящие из оксидов металла.

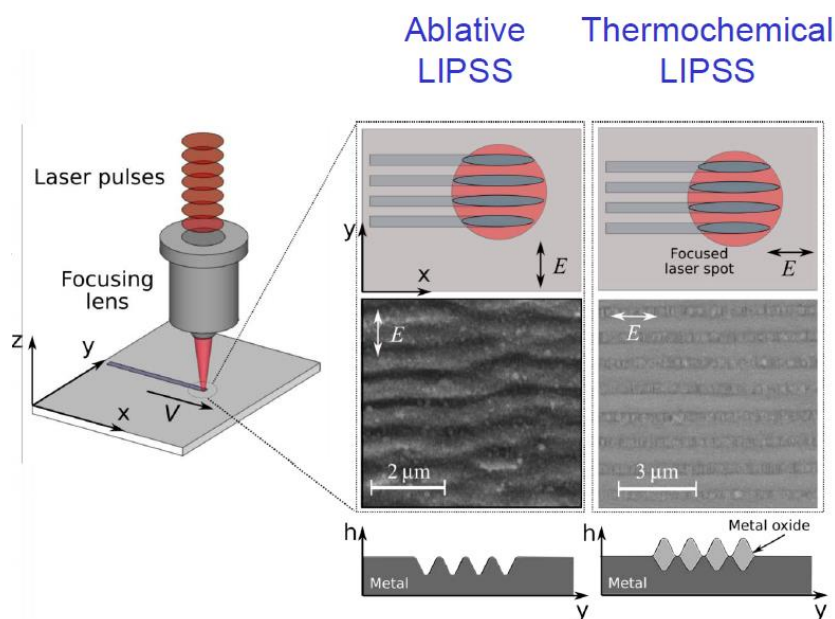


Рис. 1. Схема эксперимента по лазерному формированию поверхностных структур [1].

Экспериментальная установка (Рис.1) состояла из импульсного волоконного-оптического лазера, с системой наблюдения за процессом формирования поверхностных структур.

Для объяснения основных эффектов образования термохимических ЛИППС в [1] была предложена феноменологическая модель. Она выделяет интерференцию лазерного поля излучения и излучения рассеянного на неоднородностях поверхности металлической пленки, как причину образования ЛИППС. Перечислим основные моменты модели. Падающее на поверхность металлической пленки лазерное излучение рассеивается на неровностях поверхности пленки. Рассеяние в модели описывается как дипольное излучение. Рассеивающий диполь пропорционален высоте неровности. Интенсивность лазерного излучения выбиралась немного меньше порога термохимической реакции W . Пороговый механизм реакции описывался константой скорости химической реакции K в соответствии с законом Аррениуса: $K=K_0\exp(-W/T)$, где T – температура в энергетических единицах, K_0 – предэкспоненциальный множитель. В результате интерференции дипольного (рассеянного) и падающего на пленку излучения

температура локально повышалась и этот порог превышался. При этом на металлической пленке образовывались поверхностные структуры. Интерференционная модель проверялась экспериментально и в ходе численных расчетов. Поляризация лазера определяет направление рассеивающего диполя. Это приводит к регулярным разнесенным линиям, параллельным поляризации лазера [1].

Экспериментально исследовалось влияние свойств металлической пленки на образование высокоупорядоченных структур в работе [7], где было показано, что термохимические ЛИППС не образуются на пленках металлов и сплавов с высоким коэффициентом теплопроводности (например, на пленке никеля), так как в этом случае происходит быстрое сглаживание пространственной температурной модуляции.

В ходе экспериментов была обнаружена зависимость периода структур от толщины пленки. Период структур на титановой пленке составил от 600 до 900 нм для пленки разной толщины [1].

В Институте автоматики и электрометрии СО РАН исследовались аналогичные структуры [5-8], и в том числе - на пленках хрома, нанесенных на специальное стекло ВК-7. В этом случае также была обнаружена зависимость периода ЛИППС от толщины пленки [8].

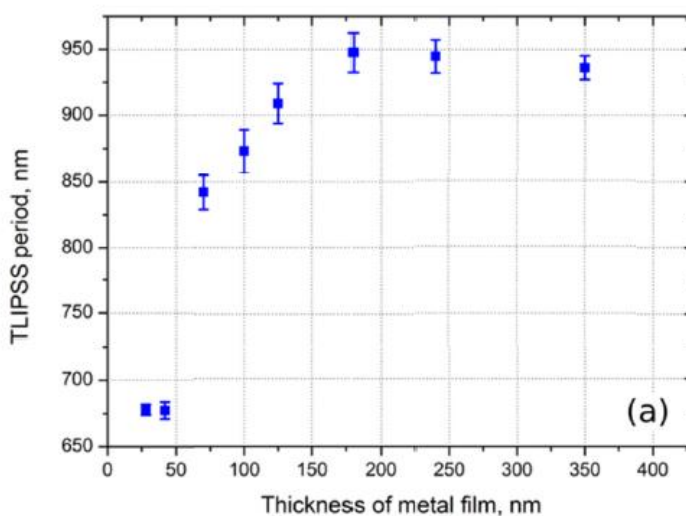


Рис.2. Зависимость периода ЛИППС от толщины пленки хрома на стекле [8].

Эта зависимость представлена на Рис. 2. Было показано [8], что в формировании термохимических ЛИППС участвуют разные оксиды хрома: Cr_2O_3 и CrO_2 .

Однако интерференционная модель [1] не позволяет объяснить зависимость периода ЛИППС от толщины пленки металла. Было сделано предположение, что на период структур могут влиять поверхностные плазмон-поляритоны (см. Главу 1) – поверхностные волны на границе металл-диэлектрик. Так как в случае металлической пленки на диэлектрической подложке у металла есть две границы (со стеклом и с воздухом), то возможно возникновение двух плазмон-поляритонов. Один соответствует границе металл-стекло, а другой – границе металл-воздух. Тонкая металлическая пленка может привести к тому, что электромагнитные поля плазмонов будут перекрываться, т.е. эти плазмоны станут взаимодействовать друг с другом, что может стать причиной зависимости периода ЛИППС от толщины пленки.

Целью дипломной работы было изучение роли плазмон-поляритонов в формировании поверхностных структур на тонких пленках хрома на диэлектрической подложке.

Основная задача дипломной работы состояла в том, чтобы рассчитать из дисперсионного соотношения волновые вектора плазмонов, определяющие возможные пространственные периоды ЛИППС на поверхности пленки хрома.

Глава 1. Элементы плазмоники

1.1 Локализованные плазмоны

В последнее время плазмоны интенсивно изучаются в современном разделе оптики, называемой «плазмоника» [9,11-13]. Плазмоника рассматривает металл на оптических частотах, как среду с комплексной диэлектрической проницаемостью: $\varepsilon_M = \varepsilon' + i\varepsilon''$, где i - мнимая единица. Особо отметим, что в области оптических частот вещественная часть проницаемости у металлов отрицательная: $\varepsilon' < 0$, а у «хороших» металлов (золото, серебро) она большая по модулю $|\varepsilon'| > 1$. Мнимая часть диэлектрической проницаемости $i\varepsilon''$ пропорциональна проводимости металла и отвечает за затухание полей в металле, т.е. определяет толщину скин-слоя.

Поверхностные поляритоны находят все большее число применений в исследовании свойств поверхностей, а также для разработки различных датчиков. Кроме того, возможны приложения поверхностных плазмонов в новых нано-фотонных и оптоэлектронных технологиях.

Плазмоника в основном изучает взаимодействие оптического (лазерного) излучения с микроскопическими металлическими объектами («нано-частицы», субволновые щели между металлами), размеры которых много меньше, чем длина волны оптического лазерного излучения. Поскольку длина волны поля больше, чем размер частиц, электрическое поле часто можно приближенно рассматривать в электростатическом пределе. В электростатике потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа. Металлическая нано-частица во внешнем поле поляризуется и формирует диполь, если скин-слой превышает размер частицы. Для постановки задачи к уравнению Лапласа ставятся граничные условия для диэлектриков: непрерывность тангенциальных составляющих электрического поля и нормальной составляющей электрической индукции. Для диэлектрического шара во внешнем поле E поляризация описывается хорошо известной формулой:

$$\mathbf{P} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right) \mathbf{E}. \quad (1)$$

Заметим теперь, что значение $\varepsilon = -2$ при подстановке в (1) соответствует резонансу, когда поляризации становится неограниченной. Это и есть плазмонный резонанс в сферической нано-частице. Так как диэлектрическая проницаемость металла всегда имеет мнимую часть, то резонанс будет, конечно, ограничен по амплитуде.

Физические причины плазмонного резонанса состоят в том, что внешнее электрическое поле возбуждает в металлической сфере собственные моды колебаний электронов металла в шаре. Собственные моды в шаре возбуждаются и при других значениях проницаемости, так как колебательных мод у шара бесконечное множество: $\varepsilon = -(l+1)/l$, $l=1,2,\dots$ где l – номер собственной моды шара. Значение $\varepsilon = -2$ соответствует основной моде с $l=1$.

Резонанс поля и электронов металла называется плазмонным резонансом и является основным предметом изучения плазмоники. Описанные резонансы для сферы представляют собой согласованные колебания поля электронов металла в шаре и называются локализованными плазмонами. Локализованные плазмоны наблюдаются также и для металлических частиц несферической формы. Для цилиндра формула, аналогичная (1) дает основную моду плазмонного резонанса при $\varepsilon = -1$. Существуют также локализованные плазмоны в узких щелях между металлическими частицами.

1.2 Плазмон-поляритоны на границе металл-диэлектрик

Наибольший интерес в дальнейшем для нас представляют не локализованные поверхностные плазмоны, бегущие по границе металла с диэлектриком. Поверхностными плазмонами или плазмон-поляритонами называют поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся на

границе между металлом и диэлектриком [9-13]. Впервые эти поверхностные волны описали Ценнек и Зоммерфельд еще в начале прошлого века.

Электромагнитное поле поверхностной волны концентрируется вблизи границы и затухает по обе стороны от нее. Обычные плоские электромагнитные волны (волны Герца), являются чисто поперечными, так как колебания полей в волне лежат в плоскости, перпендикулярной волновому вектору \mathbf{k} . Поверхностный плазмон является частично продольной волной, так как содержит продольные компоненты поля. Эти волны являются особым решением уравнений Максвелла, когда одна из сред (металл) имеет отрицательную вещественную компоненту диэлектрической проницаемости. Еще одно отличие от электромагнитных волн состоит в том, что эта поверхностная волна затухает по обе стороны от границы. Т.е. эта волна - неоднородная (эванесцентная).

Электромагнитное поле плазмон-поляритона на границе металл-диэлектрик можно получить из решения уравнения Гельмгольца, к которому сводятся уравнения Максвелла в этом случае в каждой среде, с учетом граничных условий

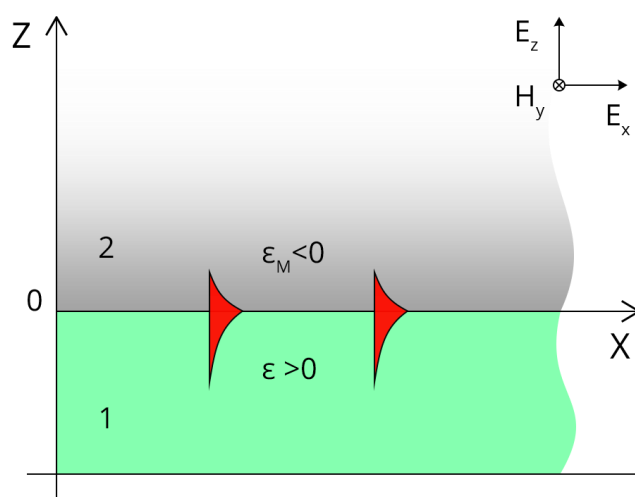


Рис. 3. . Двухслойная среда металл-диэлектрик, одна граница.

Рассмотрим случай, представленный на Рис.3. На границе двух сред – металл ($z > 0$) и диэлектрик ($z < 0$) вдоль оси X распространяется электромагнитная волна, магнитное поле которой параллельно плоскости границы раздела и направлено по оси Y . Такая волна называется Н-волной, или ТМ-волной. Эта волна описывается уравнением Гельмгольца для y -компоненты магнитного поля H_y .

Уравнение Гельмгольца имеет следующий вид, свой для каждой среды:

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2}\right) H_{y1} = 0, \quad \left(\Delta + \frac{\omega^2 \varepsilon_M}{c^2}\right) H_{y2} = 0. \quad (1)$$

Здесь c – скорость света, $\varepsilon, \varepsilon_M$ - диэлектрические проницаемости, а H_{y1}, H_{y2} - магнитные поля, соответственно, в среде 1 (диэлектрик) и в среде 2 (металл).

Для постановки задачи систему (1) нужно дополнить граничными условиями.

В общем случае на границе диэлектрика имеется три граничных условия:

- 1) условие непрерывности тангенциальной компоненты магнитного поля H_y ;
- 2) условие непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля E_x ;
- 3) Условие непрерывности нормальной к границе компоненты индукции D_z :

Решение системы (1) ищем в виде затухающих вверх и вниз от границы волн:

$$H_{y1} = H_0 \exp(ikx + \kappa_1 z) \quad (z < 0), \quad H_{y2} = H_0 \exp(ikx - \kappa_2 z) \quad (z > 0). \quad (2)$$

Из уравнений (1) следует, что

$$\kappa_1 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2}}, \quad \kappa_2 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2 \varepsilon_M}{c^2}}. \quad (3)$$

Равные амплитуды H_0 в (2) обеспечивают выполнение непрерывности магнитного поля. Граничное условие непрерывности электрического поля E_x можно записать в виде равенства «взвешенных» нормальных производных магнитного поля:

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_{y1}}{\partial z} = \frac{1}{\varepsilon_M} \frac{\partial H_{y2}}{\partial z} \quad \text{при } z = 0. \quad (4)$$

Можно проверить, что при выполнении первых двух граничных условий, последнее граничное условие для электрической индукции автоматически выполняется.

Дифференцирование выражений (2) и подстановка производных в (4) приводит к уравнению: $\frac{\kappa_1}{\varepsilon} = -\frac{\kappa_2}{\varepsilon_M}$. Видно, что это уравнение будет

справедливо, если ε_M - отрицательное число. Из этого уравнения, используя (4), получаем уравнение, связывающее волновой вектор k вдоль оси X , и частоту, которое носит название дисперсионного уравнения:

$$k^2 = \frac{\varepsilon \varepsilon_M}{c^2(\varepsilon + \varepsilon_M)} \omega^2. \quad (5)$$

Два решения с разным знаком означают здесь движение волны в положительном или в отрицательном направлении оси X . Из уравнения (5) видно, что для «хорошего» металла, когда ε_M вещественная и отрицательная: $\varepsilon_M = -|\varepsilon_M|$, дисперсионное уравнение приобретает вид:

$$k^2 = \frac{\varepsilon |\varepsilon_M|}{c^2(-\varepsilon + |\varepsilon_M|)} \omega^2 \quad (6)$$

В случае, когда $|\varepsilon_M| > \varepsilon$, волновой вектор k будет вещественным, т.е. будет существовать незатухающая поверхностная волна – плазмон-поляритон. В действительности, для не очень «хороших» металлов, таких как титан или хром, ε_M является комплексной величиной. В этом случае волновой вектор тоже будет комплексным, т.е. поверхностная волна будет затухать. Такую затухающую волну характеризуют два параметра:

-длина волны плазмон-поляритона $\lambda_p = \frac{2\pi}{\text{Re}[k]}$,

- длина пробега плазмон-поляритона (по интенсивности) $\delta_p = \frac{1}{2 \text{Im}[k]}$.

$$\left. \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_{y1}}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{1}{\varepsilon_M} \left. \frac{\partial H_{y2}}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad \left. \frac{1}{\varepsilon_M} \frac{\partial H_{y2}}{\partial z} \right|_{z=h} = \left. \frac{\partial H_{y3}}{\partial z} \right|_{z=h}. \quad (9)$$

2.2 Дисперсионное уравнение

Решение поставленной задачи будем искать в виде затухающих экспонент по обе стороны от металла:

$$H_{y1} = A \exp(ikx + \kappa_1 z) \text{ при } z \leq 0 \quad H_{y3} = D \exp(ikx - \kappa_3(z-h)) \text{ при } z \geq h. \quad (10)$$

В металле будут представлены обе экспоненты - с положительным и с отрицательным аргументом:

$$H_{y2} = B \exp(ikx - \kappa_2 z) + C \exp(ikx + \kappa_2 z) \text{ при } 0 \leq z \leq h. \quad (11)$$

Из уравнений Гельмгольца (7) получим

$$\kappa_1 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2}}, \quad \kappa_2 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2 \varepsilon_M}{c^2}}, \quad \kappa_3 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}. \quad (12)$$

Подставляя (10) и (11) в граничные условия (8) и (9), получим однородную систему линейных алгебраических уравнений относительно четырех коэффициентов A, B, C, D:

$$\begin{aligned} A - B - C &= 0 \\ B \exp(-\kappa_2 h) + C \exp(\kappa_2 h) - D &= 0 \\ \frac{\kappa_1}{\varepsilon} A - \frac{\kappa_2}{\varepsilon_M} (C - B) &= 0 \\ \frac{\kappa_2}{\varepsilon_M} (C \exp(\kappa_2 h) - B \exp(-\kappa_2 h)) - \kappa_3 D &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Система однородных уравнений (13) может иметь ненулевое решение только в случае, когда эта система вырождена, т.е. ее детерминант обращается в нуль. Это и будет дисперсионное уравнение для двух взаимодействующих плазмон-поляритонов:

$$\left(\frac{\varepsilon_M \kappa_3}{\kappa_2} + 1 \right) \left(\frac{\varepsilon_M \kappa_1}{\varepsilon \kappa_2} + 1 \right) - \left(\frac{\varepsilon_M \kappa_3}{\kappa_2} - 1 \right) \left(\frac{\varepsilon_M \kappa_1}{\varepsilon \kappa_2} - 1 \right) \exp(-2\kappa_2 h) = 0. \quad (14)$$

Проверим правильность найденного решения в предельном случае бесконечно толстого металла, когда толщина h стремится в бесконечности. В этом пределе уравнение (14) перейдет в следующее укороченное уравнение:

$$\left(\frac{\varepsilon_M \kappa_3}{\kappa_2} + 1\right)\left(\frac{\varepsilon_M \kappa_1}{\varepsilon \kappa_2} + 1\right) = 0. \quad (15)$$

Последнее уравнение описывает два независимых плазмон-поляритона. Один для границы металл-воздух: $\left(\frac{\varepsilon_M \kappa_3}{\kappa_2} + 1\right)$, а другой - для уже рассмотренного в

Главе 1 случая границы металл-диэлектрик, когда $\left(\frac{\varepsilon_M \kappa_1}{\varepsilon \kappa_2} + 1\right) = 0$. Это

уравнение, очевидно, эквивалентно ранее полученному уравнению $\frac{\kappa_1}{\varepsilon} = -\frac{\kappa_2}{\varepsilon_M}$.

Глава 3. Результаты расчетов и обсуждение результатов

3.1 Численный расчет плазмон-поляритонов для пленки хрома

Еще раз повторим, что дисперсионное уравнение (14) определяет зависимость волнового вектора k от угловой частоты ω . В работе [8] использовался волоконный лазер с длиной волны $\lambda = 1.026$ мкм. Соответствующая частота излучения лазера $f = c/\lambda = 2.92 \cdot 10^{14}$ Гц, а угловая частота $\omega = 2\pi f = 1.8410^{15}$ рад/с. Для этой фиксированной частоты из дисперсионного уравнения можно найти соответствующий волновой вектор, если решить это уравнение. Однако, дисперсионное уравнение - трансцендентное и решить его можно только численно. При этом мы получим не одно, а два решения, так как в нашей задаче есть две граничных поверхности и, соответственно, два плазмон-поляритона. Один соответствует границе металл-стекло, а другой – границе металл-воздух. Тонкая металлическая пленка может привести к тому, что эти плазмоны будут взаимодействовать между собой, что может стать причиной искомой зависимости периода ЛИППС от толщины пленки.

Решение дисперсионного уравнения должно учитывать, что пленка металлическая, она имеет заданную толщину h и состоит из хрома. Если требуется найти решение дисперсионного уравнения конкретно для хрома, то из справочника <https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Cr&page=Johnson> оптических свойств нужно взять его диэлектрическую проницаемость на соответствующей частоте (длине волны). Справочник дает следующее значение для диэлектрической проницаемости хрома на длине волны лазера $\lambda = 1.026$ мкм: $\varepsilon_M = -0.63 + 24.9i$.

Теперь учтем, что диэлектрик – это стекло ВК-7. Из аналогичного оптического справочника <https://refractiveindex.info/?shelf=glass&book=BK7&page=SCHOTT> находим, что его диэлектрическая проницаемость равна $\varepsilon_M = 2.3$. Так как диэлектрическая проницаемость металлической пленки хрома - комплексная,

то это означает, что волновые вектора плазмон-поляритонов k будут комплексными $k = k_1 + i \cdot k_2$. Таким образом, плазмон-поляритоны будут затухающими. Для каждого плазмон-поляритона из дисперсионного уравнения нужно рассчитать 2 параметра: длину волны плазмона

$$\lambda_p = \frac{2\pi}{k_1}, \quad (16)$$

и длину затухания плазмона:

$$\delta_p = \frac{1}{2k_2}. \quad (17)$$

Здесь число 2 в знаменателе означает, что затухание относится не к амплитуде волны, а к ее интенсивности. Так как волновой вектор каждого плазмон-поляритона комплексный, то это означает, что поиск нуля дисперсионного уравнения нужно проводить в двумерном пространстве переменных (k_1, k_2) . Прежде чем искать корни дисперсионного уравнения, было предложено графически определить те области, где лежат эти корни. С этой целью на Рис. 5 представлена поверхность квадрата модуля функции

$$|F(k)|^2, \quad \text{где} \quad F(k) = \left(\frac{\varepsilon_M \kappa_3}{\kappa_2} + 1 \right) \left(\frac{\varepsilon_M \kappa_1}{\varepsilon \kappa_2} + 1 \right) - \left(\frac{\varepsilon_M \kappa_3}{\kappa_2} - 1 \right) \left(\frac{\varepsilon_M \kappa_1}{\varepsilon \kappa_2} - 1 \right) \exp(-2\kappa_2 h) -$$

детерминант линейной системы, нули которого нужно найти.

На Рис. 5 также нарисована (синим цветом) плоскость нулевого уровня. Касание нулевой плоскости с квадратом модуля $|F(k)|^2$ будет указывать на нуль дисперсионного уравнения.

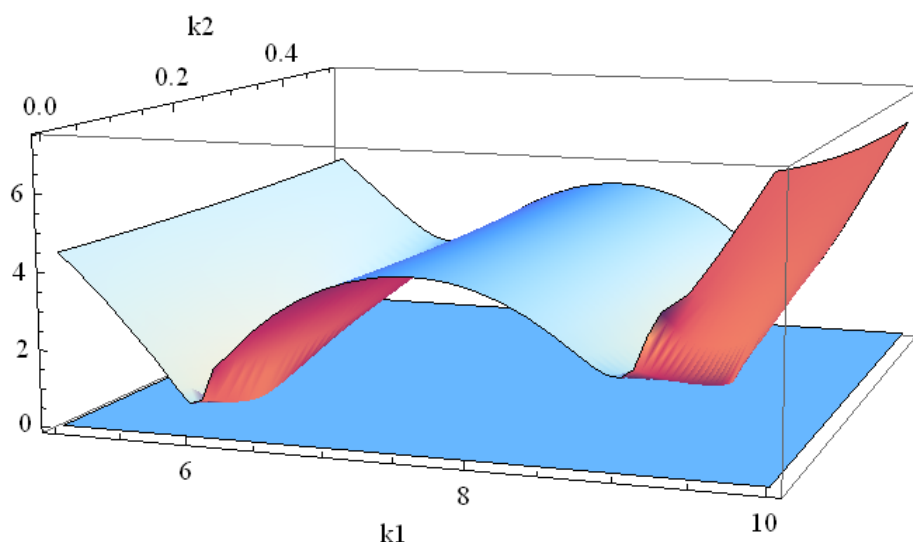


Рис. 5. Двумерная поверхность модуля функции $|F(k_1 + i k_2)|$ в координатах k_1, k_2 . Расчет выполнен для пленки хрома толщиной 50 нм.

Графическая оценка корней уравнения позволяет выбрать хорошее начальное приближение для поиска нулей. Из Рис.5 видно, что есть 2 корня, где двумерная поверхность касается нулевой плоскости. Как и следовало ожидать, один корень соответствует плазмон-поляритону на границе металл-диэлектрик, а другой – тому, что на границе металл-воздух. Приведем, для сравнения, параметры этих плазмонов, вычисленные по формуле (7), представленной в главе 1, т.е. приведем значения для отдельных, невзаимодействующих плазмонов:

$$\lambda_p = \frac{2\pi}{k_1} = 682.115 \text{ нм}, \quad \delta_p = (2k_2)^{-1} = 4.07 \text{ мкм} - \text{ для границы металл-}$$

стекло;

$$\lambda_p = \frac{2\pi}{k_1} = 1026.1 \text{ нм}, \quad \delta_p = (2k_2)^{-1} = 1.19 \text{ мкм} - \text{ для границы металл-воздух.}$$

Особо отметим, что длина волны (1026.1 нм) плазмон-поляритона для границы металл-воздух с большой точностью совпадает с длиной волны используемого волоконного лазера. Это значит, что плазмон-поляритон может вносить свой вклад в интерференцию и формирование периодических структур.

3.2 Обсуждение результатов расчетов

На Рис. 6 представлены результаты расчетов длин волн плазмон-поляритонов для различных толщин h пленки хрома на стекле ВК-7.

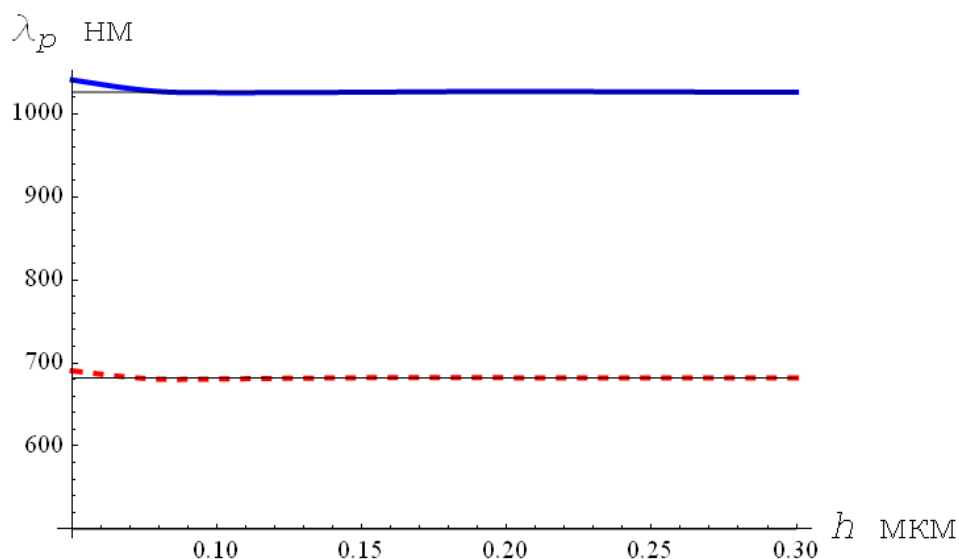


Рис. 6. Рассчитанные из дисперсионного уравнения длины волн для плазмон-поляритонов. Сплошная кривая соответствует плазмону на границе металл-воздух, штрихи - плазмону на границе металл-стекло. Тонкими прямыми указаны значения для невзаимодействующих плазмонов.

Рассчитанные длины оказались не очень сильно отличающимися от длин невзаимодействующих плазмонов, представленных на рисунке серыми прямыми линиями. Некоторое отклонение от последних наблюдается для малых толщин (менее чем 100 нм). Такое поведение следует объяснить большим значением мнимой составляющей диэлектрической проницаемости хрома, что приводит к малому значению скинслоя в хrome. Поля плазмон-поляритона проникают в металл на очень небольшую глубину, менее 100 нм. Поскольку эти поля не перекрываются, то плазмон-поляритоны практически не взаимодействуют друг с другом.

На Рис. 7 в графическом виде представлены рассчитанные по дисперсионному уравнению длины пробегов δ_p для обеих плазмон-поляритонов. Тонкими серыми линиями отмечены длины пробегов для

одиноким, невзаимодействующим плазмон-поляритонам. Из рисунка видно, длина пробега δ_p плазмона на границе металл-воздух намного больше (верхняя сплошная кривая) чем на границе металл-стекло (штрихи внизу). Пробеги оказались практически совпадающими с теми, что наблюдаются у невзаимодействующих плазмон-поляритонов.

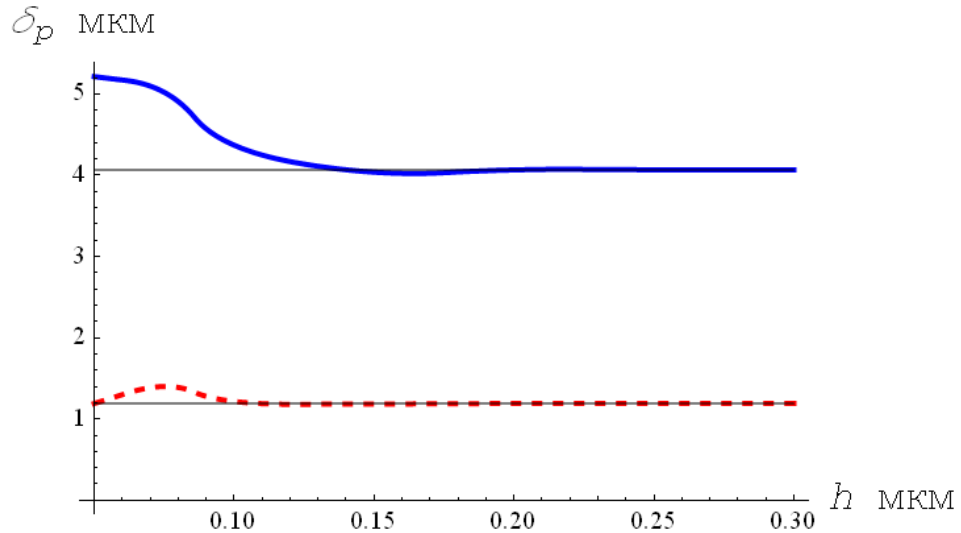


Рис. 7. Рассчитанные из дисперсионного уравнения длины пробега для плазмон-поляритонов. Сплошная кривая соответствует плазмону на границе металл-воздух, штрихи - плазмону на границе металл-стекло. Тонкими прямыми указаны значения для невзаимодействующих плазмонов.

Таким образом, по результатам расчетов можно сделать вывод, что взаимодействием плазмон-поляритонов объяснить зависимость периода ЛИППС не удастся. Однако, поверхностный плазмон-поляритон на границе металл-воздух имеет почти ту же длину волны, что и падающее излучение. Поэтому он может участвовать в интерференции с рассеянным дипольным излучением. По-видимому, именно в этом и состоит роль плазмон-поляритонов в формировании термохимических ЛИППС.

Выводы

1. Рассмотрены плазмон-поляритоны на поверхности тонких пленок хрома на стекле и их роль в формировании термохимических ЛИППС импульсным волоконным лазером. Рассмотрен случай отдельного, невзаимодействующего плазмона на границе раздела, а также взаимодействие двух плазмонов, формируемых на двух границах пленки хрома: металл-стекло и металл-воздух.
2. Численным расчетом дисперсионного уравнения получены значения длин волн и длин пробегов плазмон-поляритонов. Расчетом показано, что эти плазмон-поляритоны взаимодействуют друг с другом, только если толщина пленки меньше чем 100 нм. Для больших толщин плазмоны можно считать невзаимодействующими из-за больших значений мнимой части диэлектрической проницаемости хрома, что приводит к малому значению толщины скинслоя и быстрому затуханию волны в металле.
3. Таким образом, учет взаимодействия плазмон-поляритонов не позволяет объяснить зависимость периода ЛИППС от толщины пленки. Однако, это не означает, что плазмоны не участвуют в формировании термохимических ЛИППС.
4. Плазмон-поляритон на границе металл-воздух имеет длину волны, совпадающую с длиной волны волоконного лазера. Поэтому, плазмон-поляритон на границе металл-воздух участвует в интерференции с рассеянным на неоднородностях дипольным излучением и вносит свой вклад в формирование термохимических ЛИППС.

Список литературы

1. B. Öktem, I. Pavlov, S. Ilday, H. Kalaycıoğlu, A. Rybak, S. Yavaş, M. Erdoğan, and F. Ö. Ilday, "Nonlinear laser lithography for indefinitely large-area nanostructuring with femtosecond pulses". *Nature. Photonics* **7**(11), 897–901 (2013).
2. J. Bonse, S. Höhm, S. V. Kirner, A. Rosenfeld, and J. Krüger, "Laser-induced periodic surface structures – a scientific evergreen," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **23**(3), 109–123 (2017).
3. F. A. Müller, C. Kunz, and S. Gräf, Bio-Inspired Functional Surfaces Based on Laser-Induced Periodic Surface Structures. *Materials* **9**(476), 1–29 (2016).
4. J. Bonse, S. V. Kirner, S. Höhm, N. Epperlein, D. Spaltmann, A. Rosenfeld, and J. Krüger, "Applications of laser-induced periodic surface structures (LIPSS)," *Proc. SPIE* 10092, 100920N (2017).
5. A. V. Dostovalov, V. P. Korolkov, and S. A. Babin, "Simultaneous formation of ablative and thermochemical laser-induced periodic surface structures on Ti film at femtosecond irradiation," *Laser Phys. Letters* **12**, 36101 (2015).
6. A. V. Dostovalov, V. P. Korolkov, and S. A. Babin, "Formation of thermochemical laser-induced periodic surface structures on Ti films by a femtosecond IR Gaussian beam: regimes, limiting factors, and optical properties," *Appl. Phys. B* **123**, 30 (2017).
7. A. V. Dostovalov, V. P. Korolkov, V. S. Terentyev, K. A. Okotrub, F. N. Dultsev, and S. A. Babin, "Study of the formation of thermochemical laser-induced periodic surface structures on Cr, Ti, Ni and NiCr films under femtosecond irradiation." *Quantum Electronics* **47**(7), 631-637 (2017).
8. A. V. Dostovalov, V. P. Korolkov, K. A. Okotrub, K. A. Bronnikov, and S. A. Babin. "Oxide composition and period variation of thermochemical LIPSS on chromium films with different thickness." *Optics Express* **26**, Issue 6, p. 7712-7723 (2018).

9. A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov and A. A. Maradudin. "Nano-optics of surface plasmon polaritons. " *Physics Reports* **408**, Issue 3-4, p. 131-314 (November 2004).
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Теоретическая физика. Том 8. Электродинамика сплошных сред*. М.: "Наука" Главная редакция физико-математической литературы (1982)
11. H. Raether, *Excitation of Plasmons and Interband Transitions by Electrons*, Springer, Berlin, 1980.
12. Б. А. Князев, А. В. Кузьмин, ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ: ОТ ВИДИМОГО ДИАПАЗОНА ДО МИКРОВОЛН. Вестник НГУ. Серия: Физика. **2**, выпуск 1 (2007).
13. *Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела*: Сб. науч. тр. / Под. ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса. М.: Наука (1985).