

ПЛОВДИВСКИ УНИВЕРСИТЕТ "ПАИСИЙ ХИЛЕНДАРСКИ"

Физически Факултет

Катедра "Експериментална Физика"

Катерина Живкова Желязкова

**Структури за повърхнинен плазмонен
резонанс и приложението им за сензори**

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

за придобиване на образователната и научна степен „ДОКТОР“

Професионално направление: *Физически науки*

Докторска програма: *„Електрични, магнитни и оптични свойства на
кондензираната материя“*

Пловдив, 2017г.

ПЛОВДИВСКИ УНИВЕРСИТЕТ “ПАИСИЙ ХИЛЕНДАРСКИ”

Физически Факултет

Катедра “Експериментална Физика”

Катерина Живкова Желязкова

**Структури за повърхнинен плазмонен резонанс
и приложението им за сензори**

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

за придобиване на образователната и научна степен „ДОКТОР”

Професионално направление: *Физически науки*

Докторска програма: *„Електрични, магнитни и оптични свойства на кондензираната материя”*

Научно жури в състав:

Външни членове:

- | | |
|-----------------------------|--------------|
| 1. Проф. дфн Изак Бивас | – ИФТТ – БАН |
| 2. Доц. д-р Димана Назърова | – ИОМТ – БАН |
| 3. Доц. д-р Йордан Маринов | – ИФТТ – БАН |
| 4. Доц. д-р Георги Дянков | – ИОМТ – БАН |

Вътрешни членове:

- | | |
|--------------------------|---------------------------|
| 5. Доц. д-р Гинка Екснер | – ПУ “Паисий Хилендарски” |
|--------------------------|---------------------------|

Резервни членове:

- | | |
|-------------------------------|-----------------------------|
| 1. Доц. д-р Тодорка Димитрова | – ПУ “Паисий Хилендарски” |
| 2. Доц. дфн Цветан Велинов | – СУ “Св. Климент Охридски” |

Пловдив, 2017г.

Дисертационният труд е обсъден и насочен за защита на разширен катедрен съвет на катедра Експериментална физика при ПУ “Паисий Хилендарски”, състоял се на 22.02.2017г.

Дисертантът е завършила Пловдивския университет „Паисий Хилендарски“, магистърска специалност Фотоника и модерни оптични технологии. От 01.03.2013г. е зачислена в редовна докторантура към катедра Експериментална физика при ПУ “Паисий Хилендарски”, Пловдив с научен ръководител доц. д-р Георги Дянков.

Данни за дисертационния труд:

Дисертацията се състои от 118 страници. Основният текст е описан в 105 страници.

Брой на литературните източници - 99

Брой на фигурите - 59

Брой на таблиците - 2

Брой на публикациите на автора, включени в дисертационния труд – 5

(2 от публикациите са в списания с *импакт фактор*, 2 в списания с *импакт ранг* и 1 в *реферирано* списание)

Защитата на дисертационния труд ще се състои на от часа в зала на ПУ “Паисий Хилендарски”. Материалите по защитата са на разположение на интересуващите се в Централната библиотека на ПУ “Паисий Хилендарски”.

Настоящата дисертация е разработена в катедра “Експериментална физика” на Физическия Факултет към ПУ “Паисий Хилендарски”, съвместно с ИФТТ “Акад. Георги Наджаков” към БАН – София и ИОМТ “Акад. Йордан Малиновски” към БАН – София.

Увод

Първото приложение на повърхнинния плазмонен резонанс (ППР) като сензор е за измерване параметри на метали [1] и детектиране на газ [2]. Първият прибор – биосензор, базиран на ППР е пуснат на пазара през 1990г. Днес все още не съществува друга технология, която да характеризира молекулните взаимодействия в реално време автоматизирано и без маркери. От тогава до сега ППР сензорите се развиват както технологично, така и като приложения. В настоящия момент ППР сензорите са основните, с които се анализират и количествено оценяват биомолекулярни взаимодействия. Публикувани са много статии и книги по технологията на ППР сензори [3 – 8].

Въпреки огромното развитие на технологията, съществуват два основни проблема на ППР сензорите, които до момента не са намерили задоволително решение: температурна стабилност и чувствителност. Нашият анализ на изследванията до момента показва, че не е разглеждан въпросът за влиянието на хирална анизотропна структура върху ППР. Не са изследвани възможностите на такава структура за решаване на проблемите, свързани с температурната стабилност и чувствителност на ППР сензорите. Не е изследвано влиянието и на хирални течни кристали върху ППР.

В дисертацията разглеждаме такива материали. В България има няколко групи, които работят в тази област и достъпът до такива среди е възможен. Освен това, желанието да се извърши експериментална работа в рамките на тази дисертация, затвърди решението да се занимаем с хирални течни кристали.

Целта на тази дисертация е да се изследват особеностите на ППР на границата с хирален течен кристал и потенциалът на тези особености за решаването на основните проблеми на ППР сензорите.

Цел и задачи

Целта на настоящата дисертация е да се изследват особеностите на ППР на границата с хирален течен кристал и потенциалът на тези особености за решаването на основните проблеми на ППР сензорите.

За осъществяване на целта се формулират следните задачи:

1. Да се изследват условията на възбуждане на ПП в Отто конфигурация, когато буферният слой е хирален ТК; да се установи възможността за възбуждане на ПП със свойства, които позволяват решението на основните проблеми на сензорите, базирани на ППР;
2. Да се изследват условията на възбуждане на ПП на границата метал/хирален ТК и да се изследва влиянието на специфичните характеристики на хирален ТК върху ППР при Кречманн – Радър конфигурация, от гледна точка на приложимост в сензори;
3. Да се изследват спецификите на възбуждане на вълноводни моди в слой хирален ТК и взаимодействието им с ПП;
4. Да се изследва възможността за реализиране на ППР на дифракционна решетка, изработена от CD-R и покрита със златен слой; теоретично и експериментално да се определят оптималните условия за възбуждане на ППР; на базата на тези изследвания да се изработи клетка с хирален течен кристал, в която да се възбуди ППР и да се изследва потенциалът за приложението на такава структура като температурен сензор.

Глава 1. Въведение

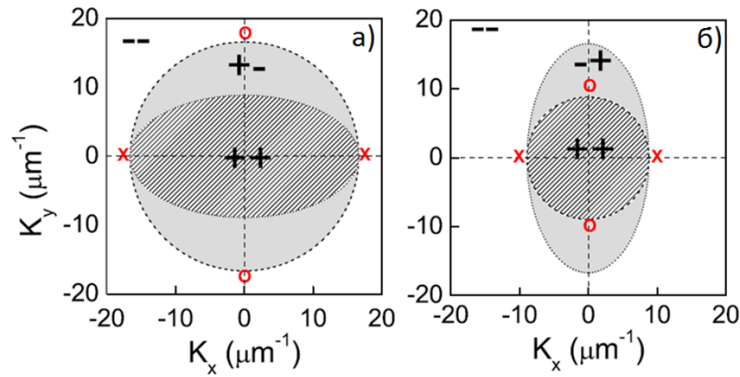
1.1. ППР на границата метал/ анизотропни среди – общ преглед

Изследванията за ППР на границата на две полубезкрайни среди метал/ диелектрик са последвани от изследвания в планарни структури диелектрик – метал – диелектрик и метал – диелектрик – метал. След това се обръща внимание на възбуждането на плазмони в метални наносфери, наножици, тръби и обекти с други форми [9 - 12]. По – късно започват да се изследват планарни структури с анизотропен диелектрик [12 – 16].

Последователен анализ на възбуждането на повърхнинни плазмони на границата на анизотропна среда е направен в [17]. За едноосна среда:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_e & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_o & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_o \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Геометричният образ на решенията е окръжност и елипса в (k_x, k_y) равнината. Те дефинират т.нар. „линии на светлината“, които дефинират плазмонното възбуждане при полубезкрайни среди – фигура 1.1.



Фигура 1.1. Светови линии: а) отрицателно двулъчепречупване; б) положително двулъчепречупване [17].

Окръжността и елипсата разделят равнината (k_x, k_y) на три части: 1) вътрешна, където $Re(w_i)$ е реална ($i = 1, 2$); така, вълна с компонента на вълновия вектор в равнината x, y се разпространява в диелектрика с два възможни вълнови вектора по z ; 2) среден район, където едната от двете вълни е проникваща; 3) външен район, където w_i са имагинерни – и двете вълни са проникващи в диелектрика. [14] показва, че името тук съществуват ПП.

При разпространение на ПП по оста y дисперсионното уравнение е

$$k_{ORD} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_m}{\epsilon_0 + \epsilon_m}}, \quad (1.2)$$

което описва разпространението на т.нар „обикновен“ ПП.

При разпространение по оста x дисперсионното уравнение е

$$k_{EXT} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_m (\epsilon_e - \epsilon_m)}{\epsilon_0 \epsilon_e - \epsilon_m^2}}, \quad (1.3)$$

което описва разпространението на т.нар „необикновен“ ПП.

Т.е. обикновения и необикновения плазмон винаги лежат над обикновената светова линия (над окръжността). Що се отнася до положението спрямо необикновената светова линия, то строго зависи от двулъчепречупването.

Описаните особености на характеристиките на ПП на границата метал/анизотропна среда се използват за измерване характеристиките на средата [18, 19] се дискутират методите за увеличаване на чувствителността на сензори, базирани на ПП и анизотропен материал.

Най-широко използваните анизотропни среди са течните кристали в нематична и смектична фаза [20, 21].

1.2. Мотивация и задачи на дисертацията

Въпреки, че изследванията, свързани с възбуждането и свойствата на ПП на границата с анизотропна среда датират от 35 години, те са все още актуални и с висок технологичен потенциал. Донякъде това е свързано със създаването на нови наноструктурирани материали, които имат уникални свойства и поставят нови въпроси. Открит проблем е взаимодействието на ППР с хирална анизотропна среда. За този случай има няколко теоретични работи, които третират хирални подредени (sculptured) тънки слоеве. Съществуващите експериментални изследвания също са свързани с такива слоеве.

Прави впечатление, че изобщо не са изследвани (теоретично и експериментално) хирални течни кристали като анизотропна среда при ППР. Докато подредените хирални тънки слоеве се създават трудно, ТКК с хирална структура може да се реализира относително лесно, което отваря възможност за експериментална работа. България има известни успехи в изследването на ТК, което ни облекчава в реализирането на експеримента. Всичко това ни мотивира за провеждане на теоретични и експериментални изследвания, свързани със свойствата на ППР на границата с хирални ТК с цел, решаването на основните проблеми на ППР сензори..

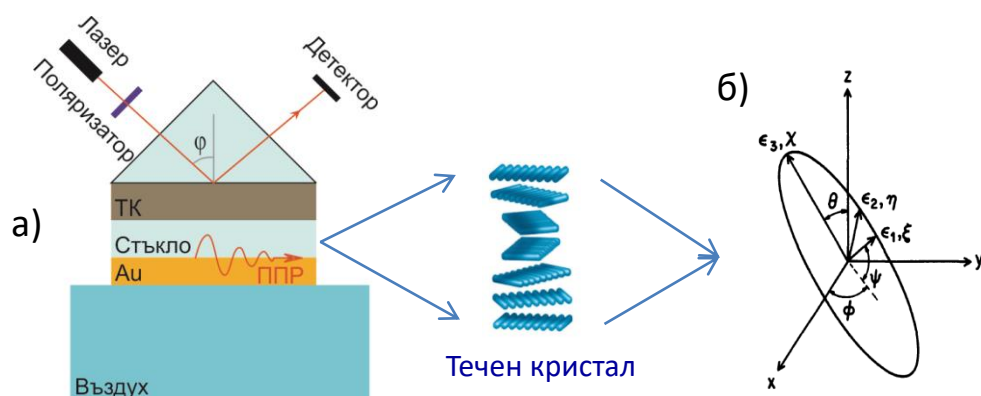
Глава 2. Теоретичен анализ на възбуждането на ППР на границата хирален ТК/метал при Отто конфигурация

Известни са само две публикации [22, 23], които разглеждат закономерности за възбуждане на ППР в Отто конфигурация при която буферният слой (между призмата и металния слой) е нематичен ТК. До момента не е изследван буферен слой от хирален ТК.

Има няколко съображения, които правят Отто конфигурацията с буферен слой от хирален ТК, интересна: (1) възможността за използване на Бреговото отражение при възбуждане на ППР; (2) възможността за възбуждане на ППР от s-поляризирана светлина; (3) едновременно възбуждане на няколко ППР на различни дължини на вълните. Тези възможности са пряко насочени към подобряване точността и чувствителността на ППР сензори [24, 25].

Целта на настоящата глава е да се изследват тези възможности за случая на хирален ТК.

Известно е [26], че хиралните ТК са материали, които селективно отразяват светлината когато периода на спиралата е от порядъка на дължината на вълната и падащата светлина се разпространява по оста на спиралата. В случая на холестерик дължината на вълната, на която се наблюдава отражение, е свързана със стъпката на спиралата съгласно закона на Брег. При Отто конфигурация ще се наблюдава Брегово отражение, тъй като светлината попада (в условие на нарушено пълно вътрешно отражение) върху слоя хирален ТК.

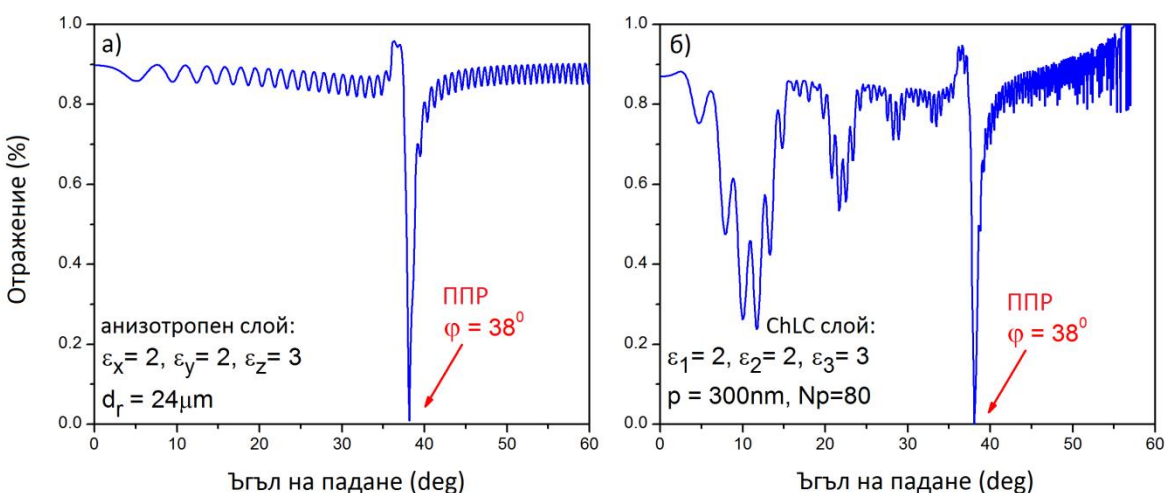


Фигура 2.1. а) Конфигурация на структурата за възбуждане на ПП. б) Ориентация на главните оси на локалния диелектричен елипсоид, определен чрез Ойлеровите ъгли θ , ϕ , ψ [27].

Фигура 2.1 показва структурата, която числено симулираме. По отношение на параметрите на ТК клетка и ориентацията на ТК молекула използваме означенията представени в [28]. Диелектричната проницаемост на призмата е $\epsilon_p = 2.89$, а златният слой е с дебелина $d_{Au} = 50 \text{ nm}$, чиято диелектричната проницаемост е съгласно [29]. Числени симулации са представени за р- и s- поляризирано лъчение за хирален фероелектричен смектик С (C^* или още означен с SmC^*) и за холестеричен ТК (ChLC – хирален нематик N^*) фази. Теоретичните изследвания са базирани на модел, получен чрез решаване на уравненията на Максвел в 4×4 матричен вид за анизотропна среда [30]. По отношение на параметрите на ТК клетка и ориентацията на ТК молекула използваме означенията представени в [27].

2.1. Зависимост от ъгъла на падане

За да се разкрие влиянието на хирална ТК структура върху ППР сравняваме отражението от референтен (не ТК) анизотропен слой разположен между призмата и металния слой, с диелектрична проницаемост и дебелина d_r равни на тези на ТК слой. Сравнение на спектъра на отражение на р- поляризирана светлина от референтния анизотропния слой и ТК слой са представени на фигура 2.2.



Фигура 2.2. Rpp отражение за р- поляризирана светлина като функция от ъгъла на падане φ. Конфигурация: призма ($\epsilon_p = 2.89$), а) анизотропен слой ($\epsilon_x = 2, \epsilon_y = 2, \epsilon_z = 3$) с дебелина $d_r = 24 \mu\text{m}$; б) ChLC със стъпка на спиралата $p = 300 \text{ nm}$, брой на периодите $N_p = 80$ с дебелина $d_{LC} = 24 \mu\text{m}$, Au слой с дебелина $d_{Au} = 50 \text{ nm}$, въздух, за дължина на вълната на падащото лъчение $\lambda = 632.8 \text{ nm}$.

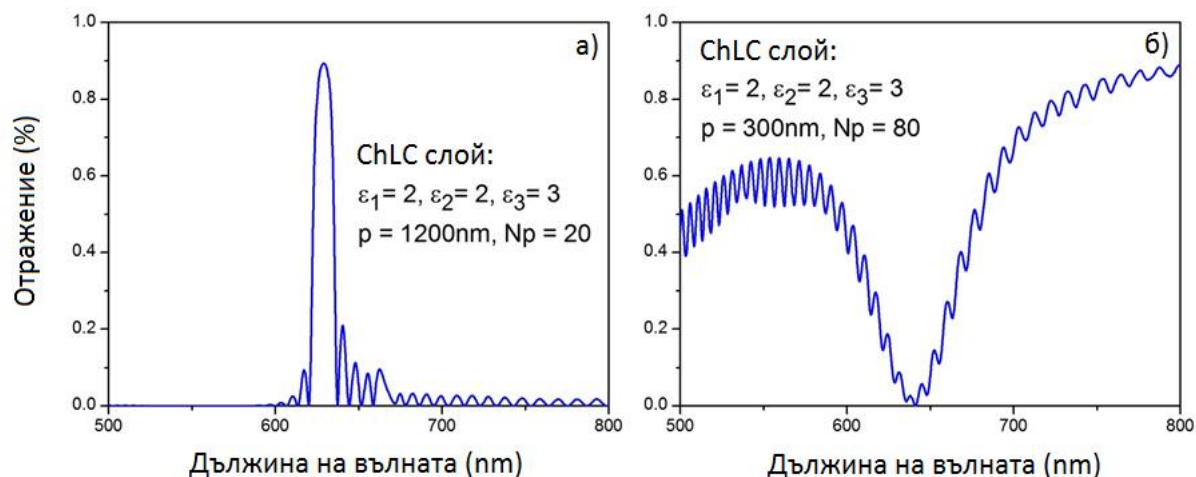
За ТК слой избираме ъгъл на наклон $\theta = 90^{\circ}$, а именно холестерик. Стъпката на спиралата p на ChLC е по – малка от дължината на вълната, която използваме $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. В този случай светлината не може да следва хиралната структура и ТК слой може да се разглежда като приетата за референтна анизотропна среда, затова сравнението между тях е коректно. Фигура 2.2 показва че, ППР и за двата слоя възникна при един и същ ъгъл (38.15°). Периодичните флукутации, наблюдавани на фигура 2.2а са поради интерференцията, причинена от двулъчепречупването на референтния анизотропен слой. Хиралната структура на ТК слой се проявява чрез Бреговото отражение наблюдавано при ъгли на падане по – малки от 38° (Фигура 2.2б). Числената симулацията е направена за слоеве с дебелина $24 \mu\text{m}$, но е показано, че ъгълът на възбуждане на ППР не зависи от дебелината [22].

2.2. Холестеричен ТК слой

Както почти за всички сензори, така и при сензорите, базирани на ППР, един от проблемите е температурната зависимост. Обикновено, това се решава с опорен канал, чувствителен само на температурата, който дава информация за нужните корекции в измервателния канал. При нашата система, ролята на такъв канал би могъл да играе пикът на Брегово отражение. Той е чувствителен към температурата – всяка промяна на температурата води до спектралното му отместване, защото стъпката на хиралната структура е зависима от температурата.

В тази част изследваме възможността за едновременно възбуждане на пик на Брегово отражение и ППР. Идеята е да се използва Брегово отражение като репер, спрямо който се отчита отместването на ППР, като това отместване ще се дължи само детектираното въздействие, но и на температурата.

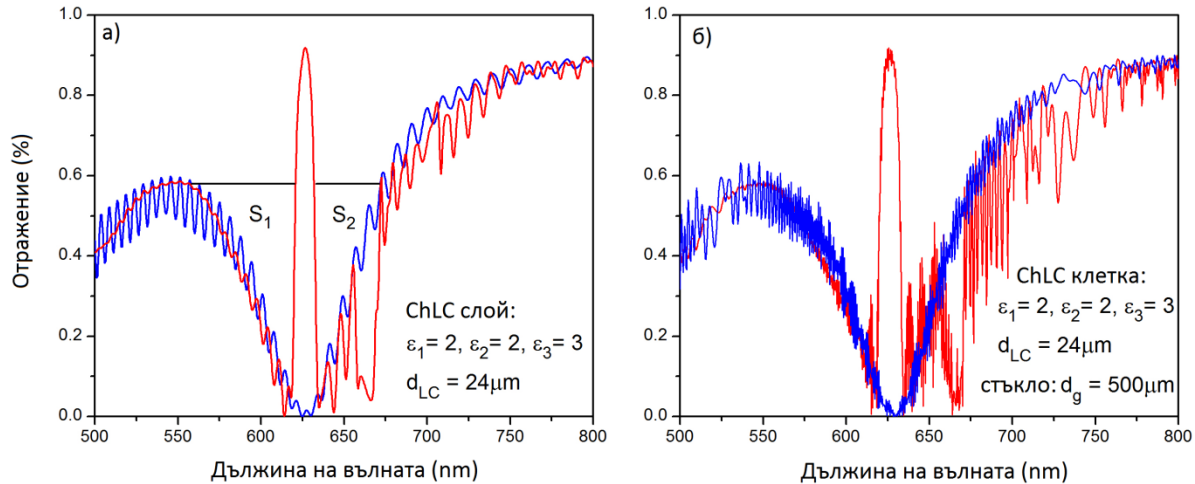
За тази цел Бреговото отражение и плазмонния резонанс трябва да възникнат при една и съща дължина на вълната. Разумно е да се използва Брегово отражение от втори порядък, защото първият порядък има спектрална ширина по – широка от тази на плазмонния резонанс. Имайки предвид закона на Брег, стъпката на спиралата на ТК може да се избере така, че вторият порядък Брегово отражение да се наблюдава при 632 nm (фигура 2.3а). Нуждаем се от толкова дебел слой, за да имаме повече периоди, които увеличават Бреговото отражение.



Фигура 2.3. Rpp спектъра на отражение като функция от дължината на вълната за ъгъл на падане $\varphi = 38.15^\circ$ за конфигурация: а) призма/ ТК слой/ въздух: $p = 1200 \text{ nm}$, $Np = 20$; б) призма/ ТК слой/ метален слой/ въздух: $p = 300 \text{ nm}$, $Np = 80$; за двата случая $d_{LC} = 24 \text{ }\mu\text{m}$.

Фигура 2.3б показва плазмонния резонанс от фигура 2.2, но като функция на дължината на вълната. ТК слой е със същата дебелина и диелектрична проникваемост както на фигура 2.3а, но с по – малка стъпка на спиралата (за да се избегне силното Брегово отражение в желания спектрален диапазон). Вълнистата структура се дължи на слабо ефективното Брегово отражение.

Фигура 2.4а показва спектъра на отражение на ChLC слой със структура както на фигура 2.3а, но покрита със златен слой (червената линия), като стъклената подложка не е включена в численото моделиране. Бреговото отражение и плазмонния резонанс възникват едновременно при същата дължина на вълната. Симулацията на фигура 2.4б отчита стъклената подложка (фигура 2.1) на която е изпарен златният слой. Единствената разлика е появата на интерференционен шум от стъклената подложка, чиято дебелина е $500 \text{ }\mu\text{m}$.



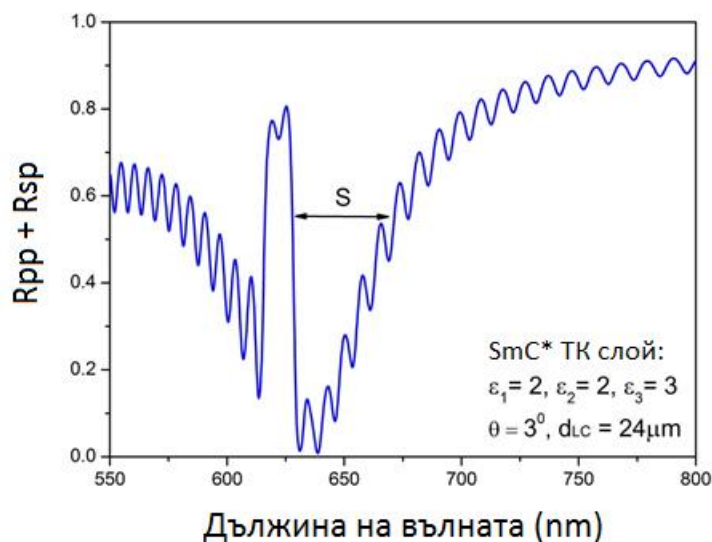
Фигура 2.4. Rpp отражение като функция от дължината на вълната за ъгъл на падане $\varphi = 38.15^\circ$. ChLC слой със следните параметри: червена линия: $r = 1200 \text{ nm}$, $Nr = 20$; синя линия: $r = 300 \text{ nm}$, $Nr = 80$; а) само ChLC слой; б) ChLC клетка: стъклена подложка с дебелина $d_g = 500 \mu\text{m}$, $\epsilon_g = 2.89$; S_1 , S_2 – области между кривата на ППР и пика на Бреговото отражение.

2.3. Сmekтичен ТК слой

Свойствата на хиралната структура силно зависи от ъгъла на наклон θ (фиг.1.26). В тази част се разглежда възбудането на ППР при буферен слой от SmC* фаза с дължина на стъпката на спиралата около 300 nm.

Според теорията [31] ъгълът на наклон влияе на ширината на забранената зона и силното s – p и p – s свързване може да възникне около 600nm за ТК с параметри, които ние използваме. Действително, нашите числени симулации потвърждават този факт – при малък ъгъл на наклон наблюдаваме тясна забранена зона близо до 600 nm и минимална модулация на страничната част (sidelobe). За малък ъгъл на наклон възбудането на ППР е ефективно с p- поляризирана падаща светлина, докато s- поляризацията е силно свързана с p- поляризацията чрез Бреговото отражение. С поляризатор поставен на 45° спрямо равнината на падане, падащото лъчение с s- и p- поляризация едновременно осветяват структурата: p- поляризацията възбужда ППР, докато s- поляризацията претърпява Брегово отражение. Отразената p- поляризирана светлина е показана на фигура 2.5.

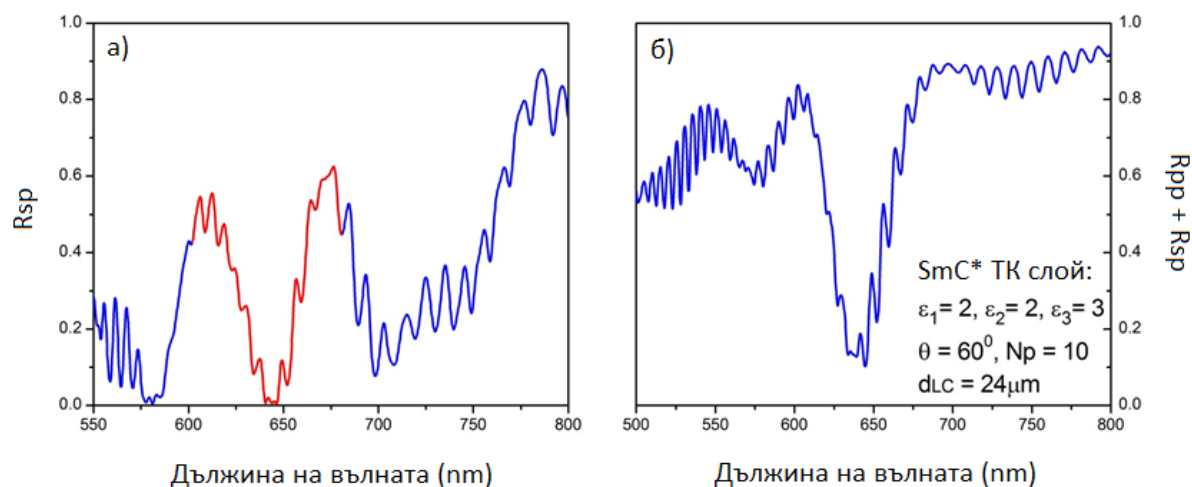
Получаваме почти същата форма на спектъра на отразената крива като функция от дължината на вълната, както е дадено на фигура 2.4а (червената линия). Обаче, условията за възбуждане са много различни.



Фигура 2.5. Отражението на *p*- поляризирана светлина при едновременното възбуждане с *p*- и *s*- поляризация. Отражението от структурата: призма/ SmC* слой/ златен слой/ въздух; $\theta = 3^\circ$, $p = 300 \text{ nm}$, $Np = 80$ и дебелина на ТК е $d_{LC} = 24 \mu\text{m}$.

Поляризионната конверсия в ТК слой при ъгъл на наклон $3^\circ < \theta < 89^\circ$ е ясно изразена, защото двойното двулъчепречупване е голямо. Конверсията от която се нуждаем е от *s*- към *p*- поляризация, тъй като тя възбужда повърхнинен плазмон. Конверсията може да се осъществи, когато последната спирала, граничеща с металния слой, има дължина $p/4$ или $3p/4$. Разглеждаме SmC* фаза като ТК слой с дебелина $24 \mu\text{m}$ и $p = 2.4 \mu\text{m}$, въпреки че и други стойности може да са също възможни. Фигура 2.6а показва ППР резонанс (отбелязан в червено) възбуден с *s*-поляризирана падаща светлина. Минимумът на кривата, отбелязан с червен цвят изчезва когато златният слой се отстрани, което потвърждава наличието на ППР. Въпреки това, ефективността на резонансното възбуждане е ниска – максималната стойност на R_{sp} е около 0.6, докато ефективността при възбуждане с *p*-поляризирана светлина е по-високо – R_{ss} е около 0.7 – 0.8. Логично, едновременното възбуждане с *p*- и *s*- поляризация дава най-добрия резултат, показан на фигура 2.6б. Това възбуждане може да се осъществи експериментално

когато входящата линейна поляризация е поставена на 45° по отношение на равнината на падане. Параметрите на SmC* ТК слой са дадени във фигура 2.6б.

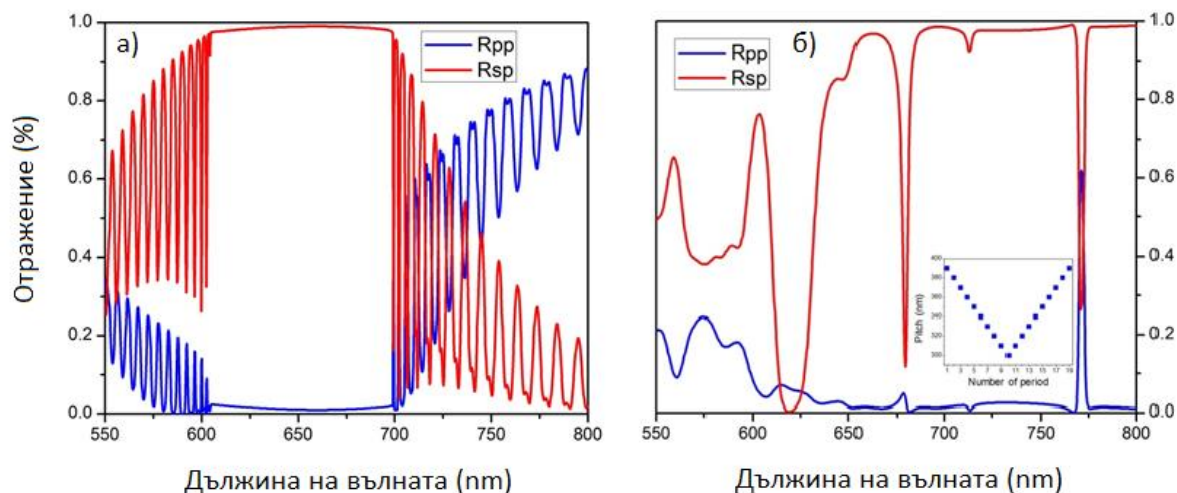


Фигура 2.6. а) възбуждане на ППР при $\theta = 60^\circ$, с p - и s - поляризационна конверсия, последната спирала е с дължина $\frac{3}{4}$ pitch; б) едновременно с s - и p - поляризация.

До сега разглеждахме поведението при малък ъгъл на наклон на структурата с SmC* фаза, с дължина на стъпката на спиралата около 300 nm. Сега се интересуваме от поведението при по – големи ъгли на наклон. Числените симулациите показват, че забранената зона има максимална ширина около 600 nm при ъгъл на наклон $40^\circ - 50^\circ$ (Фигура 2.7а). Забранената зона е толкова широка, че маскира изцяло ППР. Според [32] падащото и отразеното лъчение с различна поляризация обменят енергия като претърпяват Брегово отражение. В действителност, Бреговото отражение се наблюдава в диапазона 600 – 700 nm за падащо лъчение с s - поляризация и в отразено лъчение с p - поляризация (Фигура 2.7а).

ППР е „скрито“ от Бреговото отражение. Ако то се наруши, плазмонът може да се възбуди. Това може да стане ако големината на стъпката на спиралата не е константа. Имайки предвид, че граничните условия на ТК слой изискват еднаква дължина на стъпката на спиралата на двете граници на ТК слой, допускаме линейно намаляване на големината на стъпката на спиралата към средата на слоя. Тогава стъпката на спиралата нараства линейно както е показано в добавката на фигура 2.7б. Наричаме стъпка на спиралата с променяща се дължина – “чирпиране на стъпката на спиралата”, по аналогия на дифракционните решетки с период,

който не е константа. Фигура 2.7б показва отражението на структурата с чирпиране на стъпката на спиралата. Няма s- p конверсия и няма Брегово отражение възбудено от падаща s- поляризация и изразено в отразена p- поляризация. Вместо това, се наблюдава ППР (отбелязан с по-дебела линия) и възбуден с s- поляризирано падащо лъчение.



Фигура 2.7. R_{pp} и R_{sp} спектрите като функция от дължината на вълната за ъгъл на падане $\varphi = 38.15^\circ$ за конфигурация: а) призма/ SmC^* слой/ златен слой/ въздух с $\theta = 50^\circ$, $p = 300 \text{ nm}$, $Np = 20$; б) призма/ SmC^* слой/ златен слой/ въздух с $\theta = 50^\circ$, $Np = 19$ (в добавката).

Отбелязаният минимум на фигура 2.7 няма типичната форма на ППР. Вероятно плазмонът е свързан с вълноводна или изтичаща мода, която също се възбужда от s- поляризация. Това означава, че при други параметри на диелектричната проницаемост на ТК и на дебелината на слоя, връзката може да се разруши и плазмонът да се възбуди ефективно.

2.4. Изводи

Възбуждането на ППР с помощта на хирален ТК дава някои предимства:

- Решава се проблема с температурната стабилност на сензорите, базирани на ППР. Бреговото отражение играе роля на опорен сигнал, чието спектрално положение се променя само от температурата. Спрямо него се

отчита ППР отместване, което зависи единствено от измеряемото въздействие;

- Наличието на пик на Бреговото отражение дава възможност за прецизно измерване на резонансното отместване. Методът, който предлагаме не е свързан с измерването на спектралната позиция на една конкретна точка от кривата на плазмонния резонанс (обикновено това е точката на най – голям наклон). В нашата конфигурация е възможно измерването на спектралното отместване да се извършва чрез сравняване на областите между резонансните криви и пика на Бреговото отражение от двете му страни S_1 и S_2 , както е показано на фигура 2.4а. Фигура 2.4б показва основните ограничения на точността на измерванията – интерферентния шум. Може да се направи анти – отражателното покритие на стъклената подложка. Друг вариант може да са някои софтуерни решения за получаване на по – гладки криви.
- Използването на SmC^* с малък ъгъл на наклон дава възможност за едновременно възбуждане на Бреговото отражение и на ППР чрез s- и p- поляризация. За SmC^* не е задължително да се контролира поляризацията на падащото лъчение, което е другото предимство на тази структура. Достатъчно е да се използва линейно поляризирана светлина и да не се взема предвид ориентацията по отношение на равнината на падане.
- Зависимостта на възбуждане на ППР от дължината на стъпката е различна за различните ъгли на наклон. Най-интересен е случаят на SmC^* с $3^0 < \theta < 89^0$. Възможно е да се намери оптимална стойност на ъгъла на наклон и на стъпката на спиралата при които резонанса се възбужда с почти еднаква ефективност с s- и p- поляризирано лъчение както е показано на фигура 2.6б. Тесният резонанс увеличава точността на определяне на отместването, защото наклонът на кривата е по – голям.
- Чирпирането на стъпката на спиралата в разкрива нови възможности за нарушаване на Брегово отражение и забранената зона, и за възбуждане на ППР. Въпреки, че използвания от нас чирп е екзотичен, той показва че чирпирането на стъпката на спиралата може да бъде много ефективен метод за възбуждане на ППР с s- поляризирана светлина.

Резултатите от настоящото изследване на автора са публикувани в [33, 34].

Глава 3. Теоретичен анализ на възбуждането на ППР на границата метал/хирален ТК и на вълноводни моди в хирален ТК слой

Към момента не са разгледани особеностите на възбуждане на ППР на границата метал/ хирален ТК слой в конфигурация на Кречманн – Радър. В настоящата глава изследваме този въпрос за хирална смектична С фаза (SmC^*).

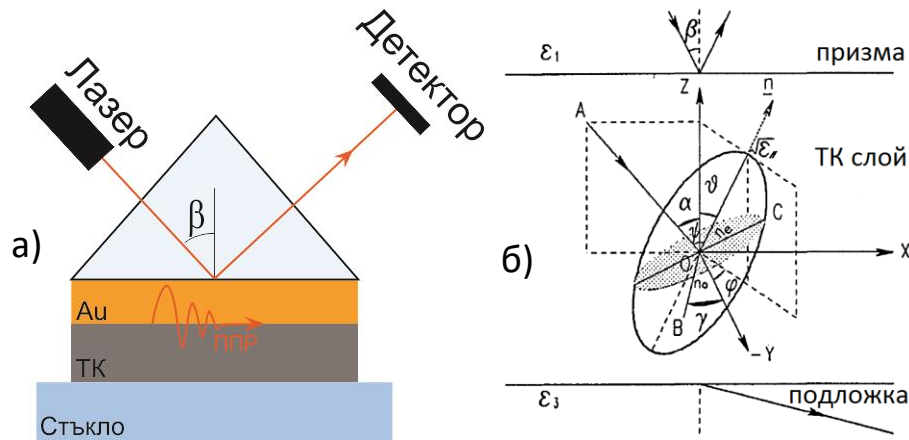
Вторият проблем, който се решава в тази глава, е изясняване на условията за конверсия на енергия плазмон – вълноводни моди, възбудени в ТК слой. Възбуждането на вълноводни моди представлява интерес дотолкова, доколкото това дава информация за структурата на ТК. Такъв проблем към момента не е разглеждан за хирални структури. От друга страна, наличието на вълноводни моди не е желано, тъй като разрушава ППР.

3.1. Възбуждане на ППР на границата метал/хирален ТК слой

Физичният обект, който числено симулираме представлява ТК клетка, в която слой хирален смектик с контролируема дебелина е поставен между призма и стъклена пластина (фигура 3.1). На призмата е изпарен златен слой с дебелина 50 nm. Моделирането на отражението на тази структура е направено чрез решаване уравненията на Максвел по метода 4 x 4.

Разглеждаме SmC^* ТК клетка, като приемаме означенията и ориентацията на локалния диелектричен елипсоид съгласно [27].

В числените симулации физичните параметри са следните: призма ($\epsilon_p = 2.89$), златен слой с дебелина $d = 50 \text{ nm}$, анизотропен слой с дебелина $d = 500 \text{ nm}$ и $d = 1400 \text{ nm}$. Дебелината на стъклената пластина се пренебрегва в нашето моделиране, защото тя не влияе на спектъра на вълноводните моди и на ППР при условие, че е спазено условието за съществуване на пълно вътрешно отражение за структурата. Така, за полубезкрайни среди на структурата са приети призмата и въздуха. Изборът ϵ_p не е случаен – той е между ϵ_o и ϵ_e – условието за пълно вътрешно отражение е изпълнено само за едната от вълните (обикновена, необикновена) в зависимост от знака на двулъчепречупването. Диелектричната проницаемост на златото е съгласно [29].

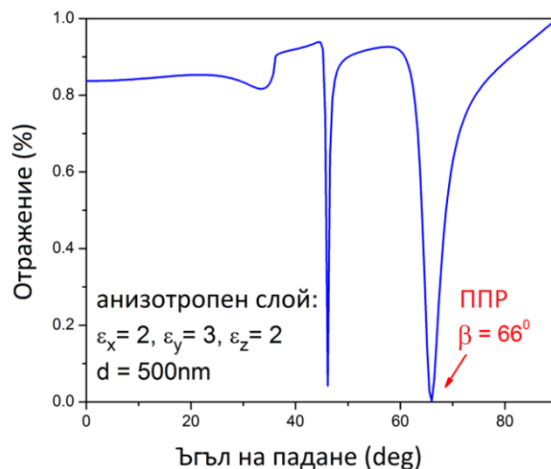


Фигура 3.1. а) Конфигурацията на структурата; б) ориентация на основните оси на локалния диелектричен елипсоид в хирален молекулен слой [54], дефинирани от Ойлеровите ъгли ϑ , ϕ , ψ ; тук ϑ се използва вместо θ (използван в предните параграфи) за да означава наклона на директора; β е ъгълът на падане; α – съответстващият ъгъл на преминаване в ТК; ABC – локалната координатна система; γ – ъгълът между равнината на падане и равнината, определена от директора и неговата проекция в равнината BC [35].

3.1.1. Анизотропен слой с дебелина $d = 500 \text{ nm}$

За да се покаже специфичното влияние на хирален ТК слой при възбуждането на ППР, първо изучаваме плазмонния резонанс на границата с обикновен анизотропен слой, диелектрична проникваемост равна на диелектричната проникваемост на ТК.

Числената симулация ясно идентифицира плазмонния резонанс при анизотропен слой с $\epsilon_x = 2, \epsilon_y = 3, \epsilon_z = 2$. Фигура 3.2 показва спектъра на отражение за р-поляризирана светлина като функция от ъгъла на падане за дължина на вълната на падащото лъчение $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. Резонансът, наблюдаван при ъгъл на падане $\beta = 66^\circ$, има ширина само няколко градуса, типично за повърхнинен плазмон. Наблюдавания резонанс при ъгъл на падане $\beta = 46^\circ$ е тесен, типично за вълноводна мода разпространяваща се в анизотропния слой. Необходимо е да се спомене, че за референтен анизотропен слой с $\epsilon_x = 2, \epsilon_y = 2, \epsilon_z = 3$ плазмонен мод не може да се възбуди. Това е естествено, като се има предвид стойността на ϵ_p .

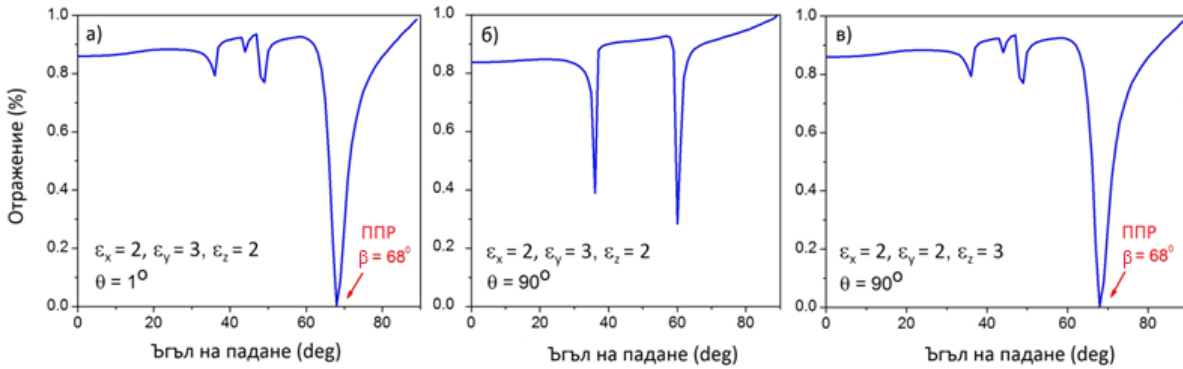


Фигура 3.2. Отражение за p - поляризирана светлина като функция от ъгъла на падане за анизотропен слой. Конфигурация: призма ($\epsilon_p = 2.89$), Au слой с дебелина $d = 50$ nm, анизотропен слой ($\epsilon_x = 2, \epsilon_y = 3, \epsilon_z = 2$) с дебелина $d = 500$ nm, въздух, за дължина на вълната $\lambda = 632.8$ nm.

Възниква въпросът дали хиралната структура със същата дебелина и диелектрична проникваемост няма да промени условията за възбуждане на ППР в следствие на специфичните характеристики: стъпка на спиралата, брой периоди N_p и ъгъл на наклон θ .

Фигура 3.3 е аналогична на фигура 3.2 в случай на фероелектричен SmC* ТК слой. Съответната информация за параметрите на структурата са упоменати в надписа към фигурата.

Свойството на SmC* ТК слой (спираловидната структура със стъпка на спиралата p) води до отместване на плазмонния резонанс (фигура 3.3а) сравнена с референтния анизотропен слой (фигура 3.2) от 66° до 68° . Другите резонанси на фигура 3.3а са вълноводни моди. Ъгъла на наклон $\theta = 90^\circ$ (фигура 3.3б) силно влияе ППР: плазмонния резонанс изчезва. Това може да бъде обяснено просто – въртенето на молекулата преобразува анизотропния слой с $\epsilon_x = 2, \epsilon_y = 3, \epsilon_z = 2$ до слой с $\epsilon_1 = 2, \epsilon_2 = 2, \epsilon_3 = 3$, където плазмонна мода не може да се възбуди, както вече се спомена.

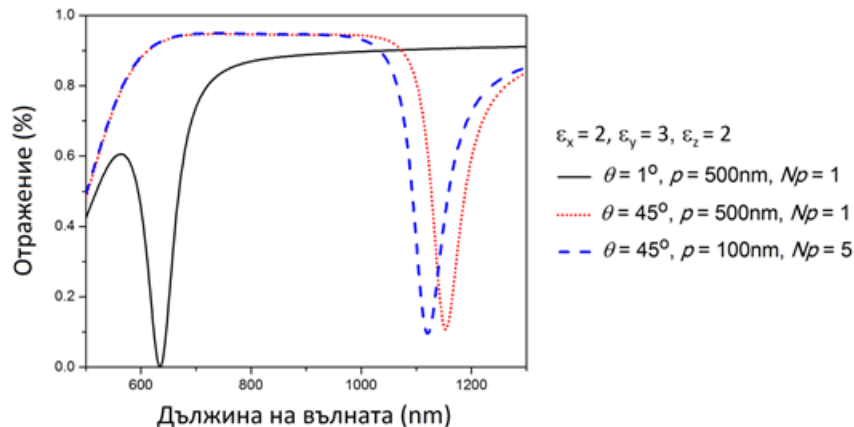


Фигура 3.3. Отражение като функция от ъгъла на падане φ за различна ориентации на хирален анизотропен слой: ТК ($\varepsilon_x = 2, \varepsilon_y = 3, \varepsilon_z = 2$), $p = 500$ nm, $Nr = 1$ за ъгъл на наклон а) $\theta = 1^\circ$ и б) $\theta = 90^\circ$; в) ТК ($\varepsilon_x = 2, \varepsilon_y = 3, \varepsilon_z = 2$), $p = 500$ nm, $Nr = 1$ за ъгъл на наклон $\theta = 90^\circ$ и дължина на вълната на падащото лъчение $\lambda = 632.8$ nm.

Фигура 3.3в показва ефекта от смяната на диелектричната анизотропия на ТК молекула ($\varepsilon_1 = 2, \varepsilon_2 = 2, \varepsilon_3 = 3$) с ъгъл на наклон $\theta = 90^\circ$, което води до аналог на фигура 3.3а, т.е. ТК има същата диелектрична проницаемост както е показано на фигура 3.3а. За отрицателна анизотропия ($\varepsilon_2 > \varepsilon_3$) изменението на ъгъла на наклон от 1° до 90° води до нарушаване на условията за възбуждане на плазмонния мод и до възбуждане на вълноводни моди (виж фигура 3.3а и фигура 3.3б).

Превръщането на плазмонния мод във вълноводен мод предполага силна зависимост на ППР от ъгъла на наклон на директора. За да покажем тази зависимост като функция от дължината на вълната числено симулирахме отражението от ъгъла на възбуждане на ППР ($\beta = 68^\circ$), показано на фигура 3.4.

Увеличаването на ъгъла на наклон причинява силно отместване на ППР към по – големите дължини на вълните (фигура 3.4 – пунктираната линия). Намаляването на големината на стъпката на спиралата прави този ефект по – плавен (фигура 3.4 – пунктираната линия). За правилно сравнение дебелината на ТК слой е фиксирана, но броя на периодите са различни, за да се получи различна стъпка на спиралата.

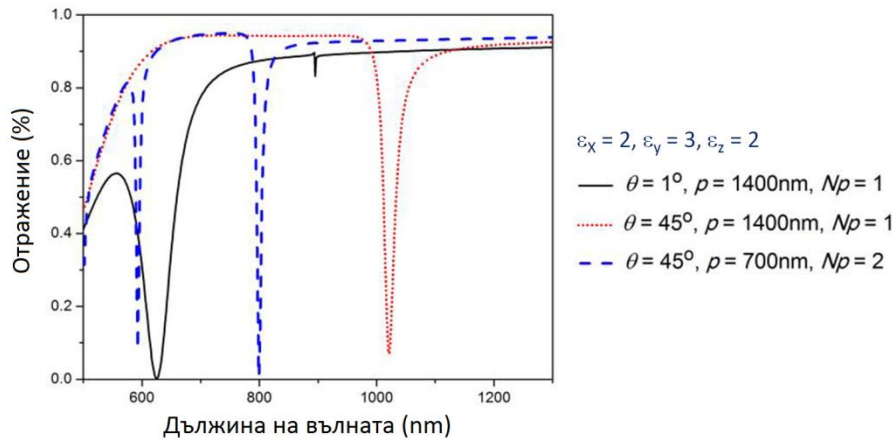


Фигура 3.4. Спектъра на отражение като функция от дължината на вълната за ъгъл на падане $\beta = 68^\circ$.

3.1.2. Анизотропен слой с дебелина $d = 1400 \text{ nm}$

Следващата стъпка е изучаването на влиянието на по – дебел анизотропен слой. Имайки предвид че дълбочината на проникване на плазмона е няколкокостотин нанометра си струва да се направят числени симулации на ТК слой със стъпка на спиралата с измерима дължина. Нараства броят на вълноводните моди, както се очакваше. Дебелината на анизотропния слой не влияе на позицията на плазмонния резонанс.

Зависимост на дължината на вълната при възбуждане на ППР е числено симулирано при ъгъл на възбуждане на ППР ($\beta = 68^\circ$). Резултатът е показан на фигура 3.5. Променяйки ъгъла на наклон ППР се отмества към по – дългите дължини на вълната (фигура 3.5 – пунктираната линия). Дължината на стъпката на спиралата силно влияе на състоянието на плазмонния резонанс (фигура 3.5 – прекъснатата линия). За разлика от случая на 500 nm ефектът при 1400 nm е много по – силен – условията за плазмонен резонанс могат да бъдат нарушени в зависимост от ъгъла на наклон. Наблюдавания резонанс е много тесен и не е ППР. Както в случая с по – тънкия слой, тук дължината на стъпката на спиралата е променена с увеличаване на броя периоди при фиксирана дебелина на ТК слой.



Фигура 3.5. Спектъра на отражение като функция от дължината на вълната за ъгъл на падане $\beta = 68^\circ$.

3.2. Повърхнинен плазмон и вълноводни моди, възбудени в хирален ТК слой

Първите изследвания разглеждат поведението на повърхнинен плазмонен поларитон (ППП) на границата метален слой/ нематичен ТК. В този контекст трябва да се спомене поредица от статии на J.R. Sambles [36 – 44]. Тези изследвания са фокусирани не само върху свойствата на ППП, определени от прилежащата анизотропна среда, но и върху взаимодействието ППП/ вълноводни моди в ТК слой. Тези подробни изследвания показват, че свързването ППП/ вълноводни моди е много чувствително към профила на наклона на директора на повърхността в близост до металния слой. Във всички изследвания се използва нематичен ТК слой. По-късно е формулирана обратната задача – възможно ли е да се получи специфичен плазмонен отклик чрез въвеждане на анизотропен диелектрик в плазмонна структура [15, 45 – 48].

За разлика от първата част на тази глава, това изследване е фокусирано върху условията за възбуждане на вълноводни моди в хирален ТК слой и на взаимодействието плазмон/ вълноводни моди. Доколкото ни е известно, такава задача се поставя за първи път за хирална анизотропна структура.

3.2.1. Структура със слой хирален ТК в който се възбуждат вълноводни моди

Избраната структура съдържа стъклена призма с голям коефициент на пречупване с отложен върху нея златен слой, хирален ТК слой, и стъклена подложка с малък

коэффициент на пречупване (фигура 3.1). Коэффициент на пречупване на призмата трябва да е по – голям от най – големия коэффициент на ТК. Коэффициентът на пречупване на стъклената подложка трябва да е по – малък от най – малкия коэффициент на ТК. ТК е едноосен и с диелектрична проницаемост ε_{\parallel} и ε_{\perp} , в направление на директора и перпендикулярно на него, съответно. В такава структура съществуват област от ъгли на падане определена от критичния ъгъл на призмата с голям коэффициент на пречупване и ефективния показател на пречупване на ТК и от критичния ъгъл на призмата с голям коэффициент на пречупване и ниския коэффициент на пречупване на подложката. В тази област вълноводните моди в ТК са възбудени от проникващото затихващо оптично поле в условията на нарушено пълно вътрешно отражение.

Ние предполагаме $\varepsilon_{\parallel} > \varepsilon_{\perp}$ ($\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$) и че директорът е определен от ъгъл на наклон θ и ъгъл на усукване φ (фигура 3.1). Усукването на директора е функция от дебелината $\varphi = f(z)$. Структурата, която разглеждаме е като тази на фигура 3.1 с тази разлика, че тук долната полубезкрайна равнина (подложката) е стъклена пластина. Призмата и подложката са хомогенни с диелектрични проницаемости $\varepsilon_1 = 4.84$ и $\varepsilon_3 = 2.20$, съответно. Златният слой е с дебелина $d_{Au} = 50 \text{ nm}$. Диелектричната проницаемост на златото е съгласно [29].

Ъглите на падане в областта в която се възбуждат вълноводни моди е [35]:

$$\beta_1 < \beta < \beta_3 \quad (3.1)$$

Където β_1 и β_3 са критични ъгли определени като [35]:

$$\beta_1 = \sin^{-1}(\varepsilon_3/\varepsilon_1)^{1/2} \quad (3.2)$$

$$\beta_3 = \frac{\sin^{-1}}{(\varepsilon_1)^{1/2}} \left[\frac{\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp}}{\Delta\varepsilon(\cos\theta\cot\alpha - \sin\theta\sin\varphi)^2 + \varepsilon_{\perp}(1+\cot^2\alpha)} \right]^{1/2} \Big|_{max} \quad (3.3)$$

Първият критичен ъгъл е определен от най – ниският коэффициент на пречупване – този на подложката. Вторият критичен ъгъл е определен от константата на разпространение на необикновения мод. За този мод коэффициент на пречупване n_e зависи от α и φ . Интересуваме се от максималната стойност на ъгъла на падане, която се получава при минимална стойност на знаменателя на (3.3) при определено α . Така, критичният ъгъл е функция само от наклона и усукването.

3.2.2. Критичен ъгъл на слой хирален смектик

Важно е да се отбележи че формула (3.3) е в случай на смектичен ТК. Като имаме предвид разпространението на светлината в хирален ТК е възможно (3.3) да се модифицира така, че да е приложима за хирална структура? Оптичното поле “вижда” усуканата структура, когато стъпката на спиралата p е по – дълга или сравнима с дължината на вълната на падащото лъчение ($\lambda = 632 \text{ nm}$). Това определя и необходимостта да се разглежда ТК слой с дебелини сравними с дължината на вълната. За случай на $p = d$ (т.е. $\phi \in [0, 2\pi]$) оптичното поле ще следва усукването на ТК структура. Тогава, необикновената мода има ефективен коефициент на пречупване n_{eff} съответстващ на непрекъснато променящ се ϕ в диапазона $0 - 2\pi$. Следователно (3.3) трябва да се промени, за да се отрази това свойство. Логично, знаменателят в (3.3) придобива вида:

$$\int_0^{2\pi} \{\Delta\epsilon(\cos\theta\cot\alpha - \sin\theta\sin\phi)^2 + \epsilon_{\perp}(1 + \cot^2\alpha)\}d\phi \quad (3.4)$$

при което се прави минимизирането, предвидено в (3.4).

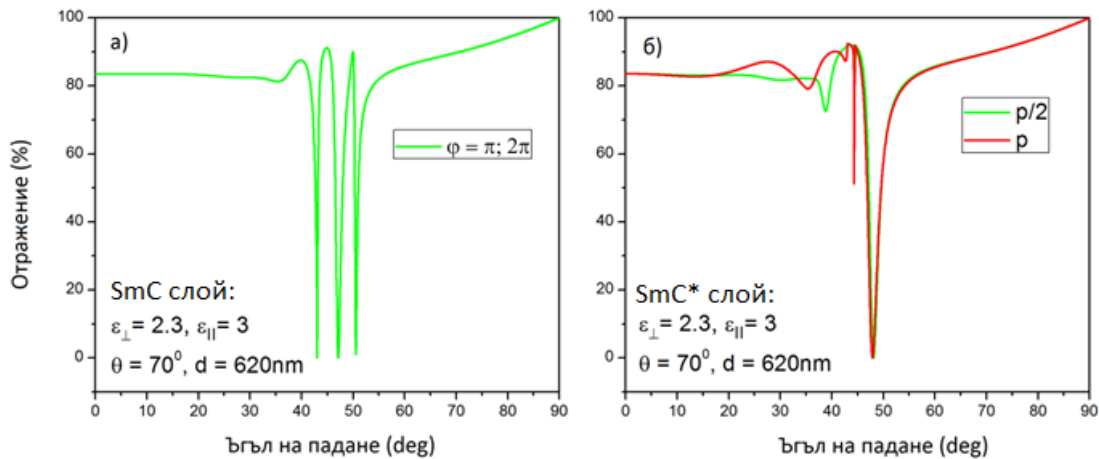
3.2.3. Числени симулации

За да проверим нашия модел, числено моделираме възбудането на вълноводните моди и ППП в ахирален смектичен и в хирален смектичен ТК слой в структурата показана на фигура 3.1 за различни ъгли на наклон θ като функция от ъгъла на падане β . Дебелината на ТК слой е $d = 620 \text{ nm}$ и ъгъл на наклон $\theta = 70^\circ$.

Моделирането е направено чрез числено решаване на уравненията на Максвел по метода 4×4 [62]. Резултатите са представени на фигура 3.6.

Спектрите за ахирален смектичен слой (фигура 3.6а) при ъгли на усукване $\phi = \pi$ и $\phi = 2\pi$ са еднакви защото ориентациите на директора е еднакви.

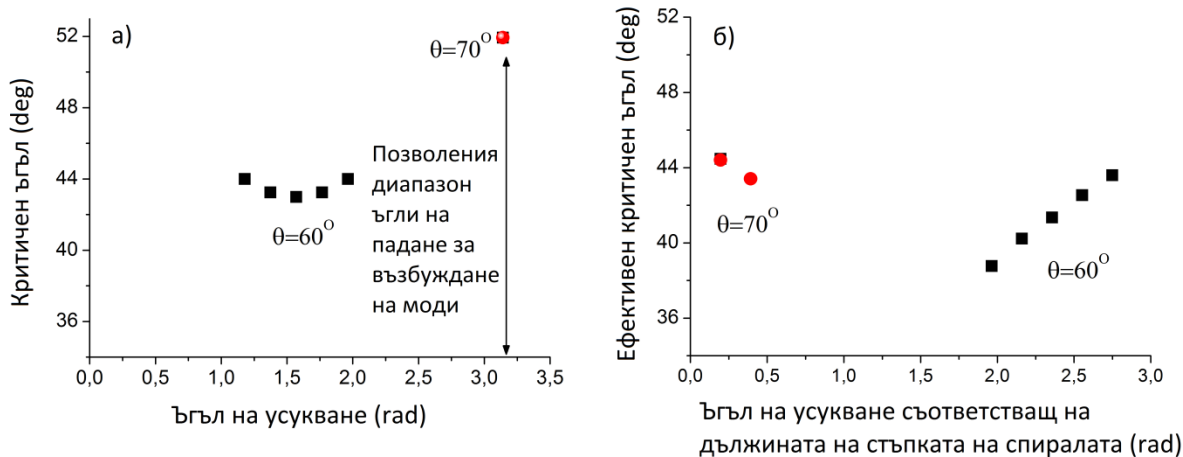
За хирален слой (фигура 3.6б) изчисления са извършени за половин стъпка на спиралата ($p/2 - \phi \in [0, \pi]$) и за цяла стъпка на спиралата ($p - \phi \in [0, 2\pi]$). Резултатите подлежат на сравнение с фигура 3.6а, защото крайните ориентации на директора са еднакви. При хирален ТК добре се наблюдава ППР. Спектърът на възбудените моди се различава при $p/2$ и p въпреки, че крайните ориентации на молекулите са идентични, което демонстрира ефекта на непрекъснатото въртене на молекулата “видяна” от оптичното поле.



Фигура 3.6. Спектъра на отражение на p - поляризирана светлина като функция от ъгъла на падане за структури с а) ахирален смектичен и б) хирален смектичен слой. Всичките други параметри на структурите са идентични.

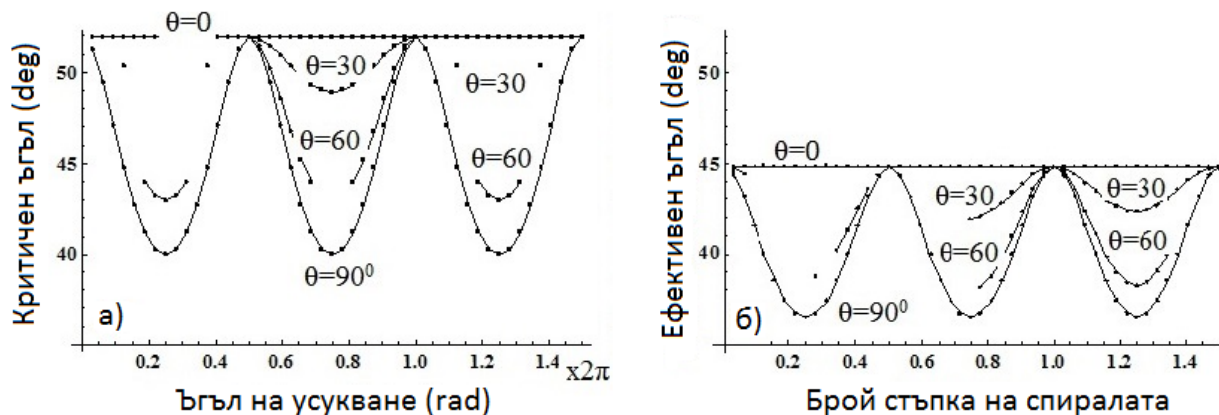
Наши предишни резултати [49] показват, ППП трябва да бъде наблюдаван и в двете структури. Логично е да се предположи че, вълноводните моди, възбудени в смектичен ТК слой, маскират ППП. Очевидно е, че условията за възбуждане на моди в ахирални смектични и в хирални смектични структури са различни. Следвайки модела за намастик [35] и нашият модел за хирален смектичен слой изразен чрез (3.4), анализираме областта от ъгли на падане (3.1). Долната граница β_1 е еднаква и за двете структури. Обаче, β_3 са различни, както е показано на фигура 3.7. Критичният ъгъл за смектичната структура е близо 52° при $\phi = \pi$, както е показано на фигура 3.7а. Това определя широк диапазон от ъгли на падане (от 33.8° съгласно (3.1)) в който се възбужда плазмонния резонанс ($\approx 19^\circ$). Това обяснява спектъра на фигура 3.6а – възбудени са вълноводни моди и те напълно разрушават ППП.

За хиралния слой (фигура 3.7б) ефективният критичен ъгъл, пресметнат спрямо (3.3) с модифициран знаменател (3.4), не съществува за половин стъпка на спиралата $p/2$. Следователно, там няма област от ъгли на падане, за които е разрешено възбуждането на моди. Ето защо ефективното ППП се вижда ясно, както е показано на фигура 3.6б.



Фигура 3.7. а) Критичния ъгъл като функция от ъгъла на усукване за смектичен слой и б) ефективния критичен ъгъл като функция от ъгъла на усукване за холестеричен слой за различни ъгли на наклон.

Следвайки нашият модел се очаква, че при малка дължина на стъпката на спиралата оптичното поле не може да следва хиралната структура. Необикновените моди ще имат среден ефективен n_{eff} и зависимостта от ъгъла на усукване няма да бъде ясно изразен. Следователно, може да се очаква, че намаляването на p повишава броя на критичните ъгли – хиралната структура не е ограничаващ фактор. Нашите симулации потвърждават това – фигура 3.8. Фигура 3.8а показва зависимостта на критичния ъгъл за смектик (като функция на ъгъла на усукване). Фигура 3.8б показва зависимостта на критичния ъгъл за хирален смектик (като на броя усуквания на 2π). Стойностите на критичните ъгли за смектична структура са симетрични спрямо $\phi = 270^\circ$, както е показано на фигура 3.8а, защото структурата е симетрична. За хирален ТК слой (фигура 3.8б) поведението е напълно различно – броят на ефективните критични ъгли нараства с броя на стъпките на спиралата (периодите), както се очаква. Струва си да се отбележи, че стойностите на ефективния критичен ъгъл за необикновените моди в хирална структура са по – малки от ъгъла на който се възбужда плазмонният резонанс. Следователно, възбуждането на ППП в слой хирален смектик е по – ефективно отколкото в смектичен ТК. Също, диапазонът от ъгли на падане за които възбуждането на вълновидни моди е позволено, е по – малък от този за NLCL.



Фигура 3.8. а) Критичния ъгъл като функция на ъгъла на усукване за различни ъгли на наклон за смектичен слой; б) ефективните критични ъгли като функция от ъгъла на усукване за различни ъгли на наклон за хиралния слой.

Докладваните резултати са за фиксиран ъгъл на наклон $\theta = 70^\circ$, само. Проведени са изследвания при различни ъгли на наклона, които показват взаимодействие ППП/ вълноводни моди, което зависи от параметрите на хирални ТК слоеве и може да служи за тяхното характеризирание.

3.2.4. Изводи

От сравнението между референтен анизотропен слой и хирален ТК слой се вижда влиянието на характеристиките на ТК слой върху ППР:

- хиралната структура леко отмества ППР, докато влиянието му върху вълноводните моди може да се пренебрегне;
- наклонът на ТК директор води до силно изменение на условията за съществуване на ППР, еквивалентно на ефекта за смяна на знака на двулъчепречупването;
- Съчетаването на предния ефект с хиралността на структурата и със стъпката на спиралата, силно изменя условията за ППР, което може да се използва за охарактеризиране на хиралния ТК (виж фигури 3.4 и 3.5).

Сравнението между ахирален смектичен ТК слой и хирален смектичен ТК слой ни дава основание да направим изводи за влиянието на хиралната структура върху

условията за възбуждане на вълноводни моди и свързаната с това възможност за съществуване на ППР:

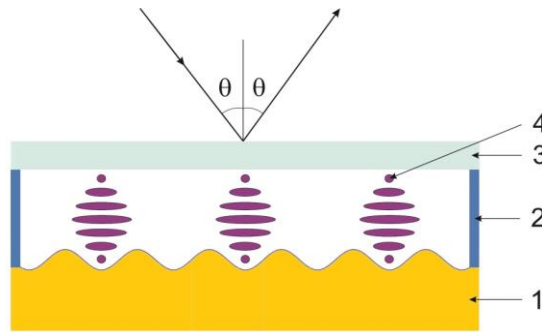
- На базата на модела на разпространение на светлина в хирална среда е въведен “ефективен критичен ъгъл” за хирален ТК слой;
- Коректността на модела е доказана чрез числени симулации, относно възбуждането на моди и ППР в такива структури, базирани на численото решаване на уравненията на Максвел;
- Хиралността на структурата поражда ограничаване на критичните ъгли за възбуждане на необикновените моди при дължина на стъпката на спиралата по-голяма или съизмерима с дължината на вълната; това, съответно, определя по - висока ефективност на възбуждане на ППР;
- При малки дължини на стъпката на спиралата броят на критичните ъгли расте, но диапазон на разрешени за възбуждане на вълноводни моди, ъгли е по-малък от този на нехирална структура.

Глава 4. Експериментално изследване на ППР на границата метал/ хирален ТК

Първоначалното планиране на дисертацията включваше експериментално изследване на ППР на границата метал/ хирален ТК при Кречманн – Радър конфигурация. За съжаление, реализирането на този план не се осъществи по независещи от нас обстоятелства. Поради това експериментът е осъществен чрез възбуждане на ППР в дифракционна решетка, като тя е част от течно – кристална клетка – фигура 4.1. Възбуждане на ППР е осъществено и в [50] но за нематичен ТК, докато ние разглеждаме хирален ТК.

Известно е какви са оптималните параметри на дифракционна решетка за ефективно възбуждане на ППР [51]. Изготвянето на такива решетки, обаче, предполага експериментална база с която ние не разполагаме. Поради това решихме да използваме като решетка CD-R диск, който е покрит със златен слой.

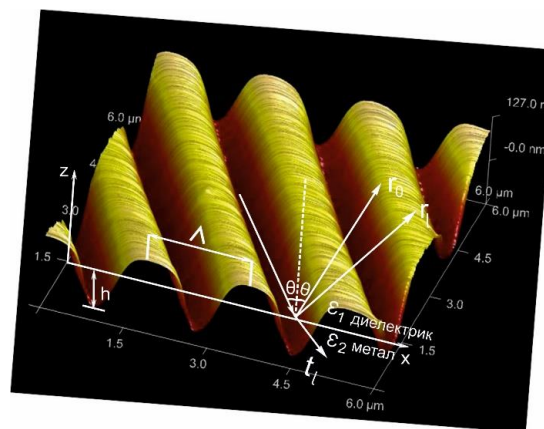
Използването на такива дифракционни решетки, базирани на CD-R, изисква теоретично моделиране и експериментално изследване, за да се изяснят параметрите на структурата и условията за ефективно възбуждане на ППР.



Фигура 4.1. 1 – дифракционна решетка; 2 – разделители; 3 – покривно стъкло; 4 – хирален ТК; светлинният лъч пада под ъгъл θ .

4.1. Теоретично и експериментално изследване на дифракционна решетка

Като се ръководим от известните данни за оптималните стойности на параметрите на дифракционната решетка [51], необходими за ефективно възбуждане на ППР, избираме CD-R диск. Известно е, че разстоянието между пътеките за запис е 1.2 – 1.7 μm (периодът на решетката), което е подходящо за нашите цели. След подходяща обработка на диска за премахване на покритията, вакуумно е отложен златен слой с дебелина около 80 nm.



Фигура 4.2. AFM сканираната повърхност на едномерна дифракционна решетка със синусоидален профил и ТМ падаща поляризирана светлина. Равнината на падане е перпендикулярна на прорезите.

На фигура 4.2 е представен 3D образ на сканираната с AFM (атомен силов микроскоп) повърхнина на избрания от нас диск. Дълбочината на прорезите (амплитуда на дифракционната решетка) е $h = 55 \text{ nm}$, периодът на решетката е

$\Lambda = 1.5 \mu m$, профилът на прорезите може да се приеме за синусоидален с известно приближение. Възбуденият ППР в такива решетки е с амплитуда на резонанса около 55% [51, 52], като резонансът е анализиран като функция от ъгъла на падане. Този метод на възбуждане, може би е по – чувствителен [3], но е по – трудно реализуем експериментално. Поради това е необходимо да се анализират теоретично и експериментално параметрите на ППР при спектрално възбуждане, т.е. при фиксиран ъгъл на падане и като функция на дължината на вълната.

4.1.1. Спектрално възбуждане на ППР – теоретичен анализ

Съществен е въпросът: *При каква дължина на вълната възбуденият ППР ще бъде с параметри, които определят най – висока чувствителност и точност на детектиране?* Т.е. въпросът на който трябва да се отговори е: при дадените параметри на дифракционната решетка, каква е дължината на вълната при която кривата на отражение има максимален наклон $dR/d\lambda$, максимална дълбочина на резонанса и минимална ширина на кривата на резонанса.

4.1.1.1. Теоретичен модел

В литературата отсъства такъв анализ за случая на CD-R, покрит със златен слой. Много подходящ метод за решаване на проблема е методът на свързани моди [56] който определя относителните интензитети на дифракционните порядъци, отразени от решетката.

Моделът разглежда структура, която се състои от две полубезкрайни среди – диелектрик и метал с диелектрични проницаемости ϵ_1 и ϵ_2 , съответно. От AFM измерването следва, че металната повърхност може да се апроксимира до дифракционна решетка със синусоидален профил

$$s(x) = h \sin(k_g x) \quad (4.1)$$

където

$$k_g = 2\pi/\Lambda. \quad (4.2)$$

Разглеждаме падаща ТМ вълна в xz равнина с x - компонент вълнов вектор, отместен от Брегово разсейване:

$$k_l = k_x + lk_g, \quad (4.3)$$

където $l = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ и

$$k_x = \sqrt{\varepsilon_1} k_0 \sin \theta, \quad (4.4)$$

k_0 е вълновият вектор във вакуум и θ е ъгъла на падане на светлината. Отразената и преминалата светлина пресмятаме чрез системата уравнения:

$$\left(\frac{m k_g k_x}{k_1} - k_1\right) J_m(k_1 h) = \sum_l \left(t(k_l) \left(\frac{(m-l) k_g k_l}{q} - q\right) J_{m-l}(qh) + r(k_l) (-1)^{m-l} \left(\frac{(m-l) k_g k_l}{p} - p\right) J_{m-l}(ph) \right) \quad (4.5)$$

$$J_m(k_1 h) = \sum_l (\varepsilon t(k_l) J_{m-l}(qh) + r(k_l) (-1)^{m-l} J_{m-l}(ph)) \quad (4.6)$$

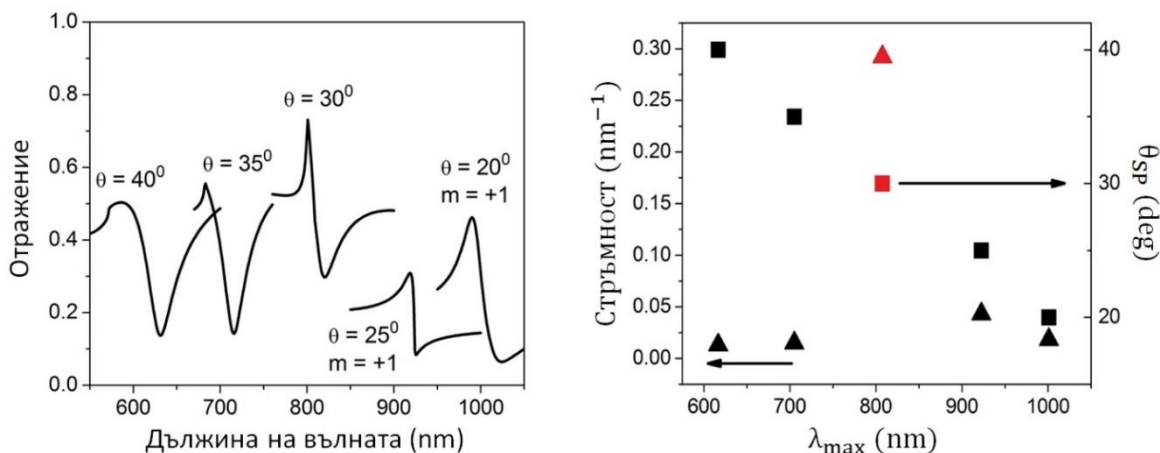
където $J_n(x)$ е Беселова функция от първи род и порядък n , а $m, l = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$, и параметрите k_l, q_l и p_l се подчиняват на уравненията: $k_1^2 + k_x^2 = k_0^2$; $k_l^2 + p_l^2 = k_0^2$; $k_l^2 + q_l^2 = \varepsilon k_0^2$. Ако максималната стойност на m, l е K , трябва да решим линейна система от уравнения $2(2K + 1) \times 2(2K + 1)$. В тази система се интересуваме да определим отражението: $R(\theta) = |r_0|^2$.

Така описания метод е реализиран в компютърен код и е проведено теоретично изследване на структурата чрез числено моделиране.

4.1.1.2. Резултати от теоретичния анализ

На фигура 4.3 са показани резултатите от теоретичния анализ на дифракционна решетка със споменатите по – горе параметри.

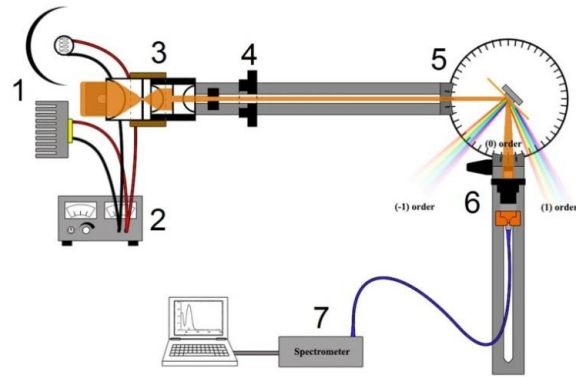
Дълбочината на резонанса не е по – голяма от тази, измервана като функция на ъгъла – около 55%, като най – голяма е при $\theta = 30^\circ$. Стръмността на кривата на резонанса е определена чрез линейна апроксимация на склоновете на резонанса и е показана на фигура 4.3б (λ_{max} е координатата на средната точка на стръмния участък на резонансната крива – фигура 4.5). Колко е по-голяма стръмността, толкова отчитането на отместването на резонанса е по – точно. Най – голяма е стръмността при $\theta = 30^\circ$.



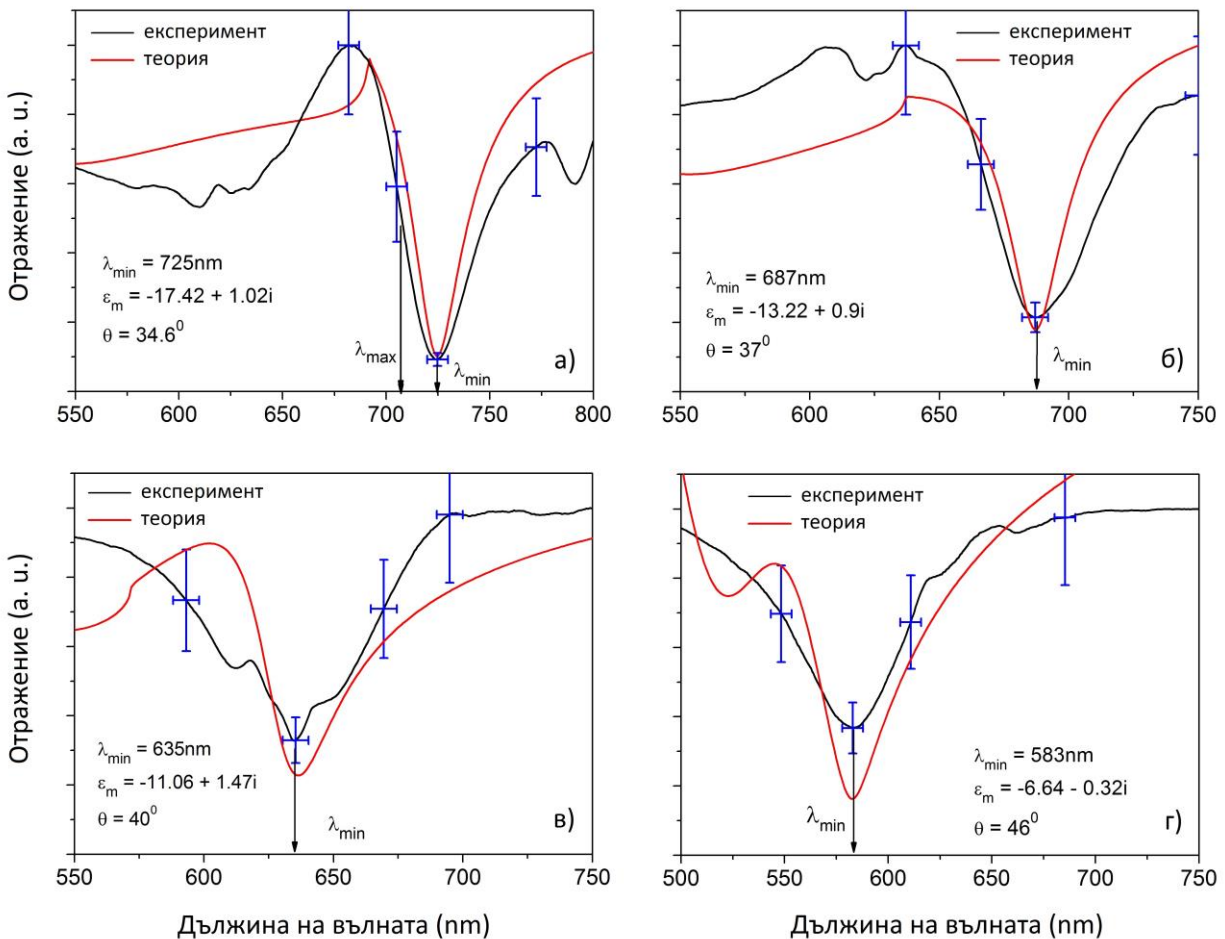
Фигура 4.3. а) ППР за различни ъгли на падане за дифракционна решетка с $h = 55 \text{ nm}$ и $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}$; б) Стръмност ▲ и ъгъл на възбуждане на ППР ъгъл ■ като функция на λ_{\max} .

4.1.2. Спектрално възбуждане на ППР – експеримент

Фигура 4.6 показва спектъра на резонансните криви, измерени в първи порядък на дифракция при различни ъгли на падане (отбелязани в графиките) използвайки създадената експериментална установка (фигура 4.4). Равнината на падане е винаги перпендикулярна на прорезите на дифракционната решетка. За да анализираме експерименталните данни използваме теоретичния модел описан в 4.1.1.2. Системата от уравнения (4.5 – 4.6) е решена числено. Резултатите от теоретичния модел са показани с червена крива на фигура 4.5. За да апроксимираме експерименталните данни променяме едновременно реалната и имагинерната част на диелектричната проницаемост на златото. Целта е да получим най – доброто приближение с експерименталните данни. Стойността на диелектричната проницаемост на златото $Re\{\epsilon_2\}$, която дава най – добро приближение до λ_{min} (отбелязана в графиките) е показана за всяка резонансна крива (виж фигура 4.5). Имагинерната част на ϵ_2 се мени, за да се апроксимира ширината на резонансните криви, но това е от втори приоритет, защото е много трудно да се запази повърхността на златната дифракционна решетка чиста – всяко замърсяване увеличава ширината на резонанса. За измерванията, показани на фигура 4.5, са взети специални мерки за чистотата на повърхността и съответствието теория – експериментални данни е относително добро.



Фигура 4.4. Експериментална установка: 1 – източник на светлина, 2 – захранващ блок, 3 – колиматор, 4 – поляризатор, 5 – гониометър, 6 – обектив, 7 – спектрометър.



Фигура 4.5. Експериментална и теоретична криви на отражение на първи порядък на дифракция като функция от дължината на вълната при различни ъгли на падане.

Анализът показва, че получените стойности за ε_2 се различават с около 15% от добре известните таблични данни [29]. Това е много добър резултат имайки предвид, че стойността на този величина силно зависи от метода и технологичните параметри на отлагане златния слой. Две заключения могат да бъдат направени от този факт: (1) за нашия теоретичен анализ можем да използваме резултатите докладвани в [29]; (2) синусоидалният модел на профила на решетката може да бъде приложен

4.2. Експериментално изследване на ППР на границата златна дифракционна решетка/ хирален ТК

Експерименталното осъществяване на ППР, възбуден на дифракционна решетка, която е част от ТК клетка се оказва сложно, тъй като няма първоначална информация в литературата. Това е първият експеримент от подобен вид и неизвестните са свързани както с чисто техническото изготвяне на клетката, така и с въздействието на решетката върху ориентацията на ТК в близост до повърхнината и всички свързани с това проблеми, влиянието на дебелината на клетката и на покривното стъкло. Трудности възникват и поради сложността на адекватните теоретичните модели, описващи експеримента и съответно, с невъзможността те да бъдат приложени.

Идеята на експеримента е да се провери до колко температурните изменения на ТК клетка с хирален ТК могат да повлияят на ППР и до колко това може да се използва като температурен сензор.

4.2.1. Изготвяне на хирален ТК и ТК клетка

Добре е известно, че именно хиралните ТК се използват като индикатори за температура. Това се дължи на промяната на стъпката на спиралата с температурата, което определя и промяната на спектъра на отразената (или преминала) през ТК светлина [31]. Интересуват ни температури в диапазона 40° – 80° С. Чистите холестерици, обаче, променят стъпката на спиралата при високи температури. Това наложи да се използват индуцирани хибридни холестерици.

Индуцирани хибридни ТК се получават като към нематична ТК матрица, чиято фаза настъпва при стайна температура, се добавя малко количество хирална добавка (под 20%), предизвикваща усукване на ТК молекули около хиралната ос.

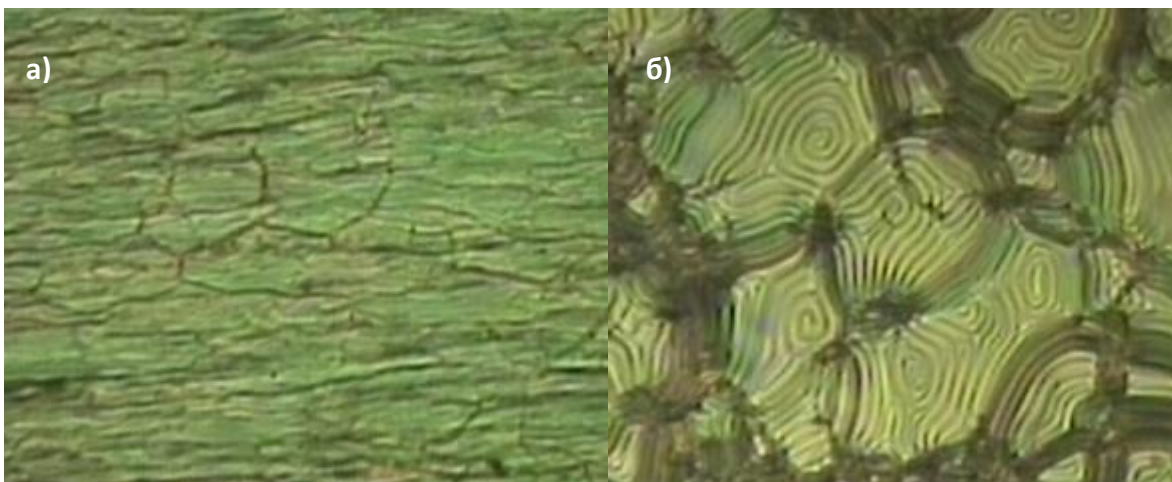
4.2.1.1. Подготовка на пробите

Изследвани са параметрите на индуциран хибриден холестерик получен при смесването на комерсиална нематична течна кристална E7 матрица (*нематичен ТК в температурния диапазон (-10 – 50⁰ C) с голяма положителна диелектрична анизотропия $\Delta\epsilon = 12$*) с хирална добавка S811.

Изготвени са три смеси с различни концентрации на хиралната добавка 3.82 wt%, 5.62 wt% и 10.64 wt%, които се изследват. За определяне параметрите на ТК се подготвят ТК клетки с дебелина 12 μm и се зареждат капилярно в изотропна фаза. Вътрешната страна на стъклените подложки е с тънък слой с ITO покритие, който е не натрит (като по този начин осигуряваме не планарно разпределение на ТК молекули с цел определяна на стъпката на спиралата). За изучаване на текстурите са използва микроскоп на поляризирана преминала светлина (обектив - x10). Подредбата на молекулите определя каква текстура ще се наблюдава.

4.2.1.2. Текстури

Стъпката на спиралата може да се визуализира по различни начини в зависимост от граничните условия. За планарни гранични условия се формира наречената *Гранджан* текстура – фигура 4.6а. В този случай хирална ос перпендикулярна на подложката, докато при хомеотропни гранични условия се наблюдават равно отстоящи линии - фигура 4.6б. Изображенията, наподобяващи “пръстови отпечатащи”, позволяват да се определи стъпката на спиралата като разстояние между две тъмни линии.



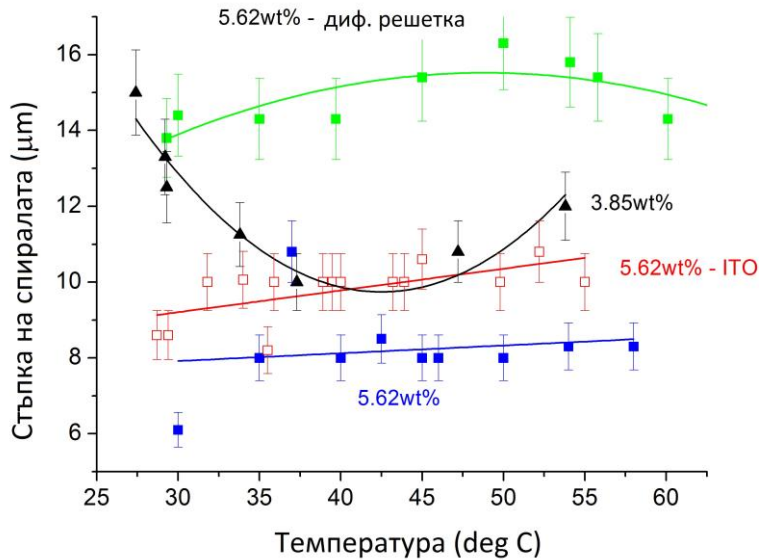
Фигура 4.6. а) Гранджан (*Grandjean*) текстура на холестерична фаза при планарни гранични условия; б) “пръстов отпечатък” (*fingerprint*) текстура под хомеотропни гранични условия;

4.2.1.3. Определяне на стъпката на спиралата

Извършваме поляризационен анализ на холестеричната система при различни гранични условия и кръстосани или успоредни поляризатори, при охлаждане от изотропна фаза със скорост на охлаждане $1^{\circ}\text{C min}^{-1}$, за фиксирана дебелина на клетката. От текстура „пръстов отпечатък“ се определя стъпката на спирала при различни температури.

Зависимостта на стъпката на спиралата от температурата за две от смесите е показана на фигура 4.7. За сместа с най – голяма концентрация на хиралната добавка (I смес) не е възможно да се определи стъпката на спиралата, поради планарното ориентиране на мезогените (фигура 4.6а). Втората смес (5.62 wt%) е изследвана и в случай на ТК клетка с натрити ИТО подложки и в случай, когато едната подложка на клетката е дифракционна решетка.

Въпреки, че теоретично стъпката на спиралата при дадена концентрация на хиралната добавка е постоянна, експерименталните данни показват, силното влияние на граничните условия.



Фигура 4.7. Стъпката на спиралата като функция на температурата за различните смеси.

От съществено значение за големината на хиралната стъпка е повърхнинната енергия на “закотвяне” инициирана върху ориентиращите подложки. За да се пресметне енергията на “закотвяне” W_s , тя се изразява чрез параметрите на топологичните дефекти, в случая хирализиране със съответна големина на холестеричната стъпка p . Процесът на хирализиране е привеждане на холестеричната система в по – високо енергетично състояние, тъй като директорът \mathbf{n} е подложен на локални деформации. Резултатът от тези деформации е отклонение на директора от началната, външно наложена повърхнинна ориентация, която може да бъде създадена или чрез еднопосочно натриване на подложките или чрез някакъв химичен метод. В нашият случай това се реализира чрез еднопосочно натриване на ITO повърхности, директно чрез потока създаден от капилярните сили при зареждане на ТК в изотропна фаза или поради профила на дифракционната решетка. Така се създава посоката на ориентация, например посока x в равнината на подложката x_y . Колкото е по – голяма силата на “закотвянето” на директора, респективно на повърхностната енергия на системата, толкова по – малко ще бъде полярното, перпендикулярно на x_y (ъгъл θ) и азимутално, в равнината x_y (ъгъл φ), отклонение на директора от началното ориентиране $\mathbf{n}_0 \equiv x$. Тъй като минимизирането на обемната енергия на ТК (минимизираната повърхнинна енергия за $\mathbf{n}_0 \equiv x$ се пренася в обема чрез

еластичните сили) съответства на пълното подреждане на течния кристал за $n_0 \equiv x$, то големината на холестеричната стъпка е метастабилна. Поради това има тенденция да приема стойности съответстващи на равновесното енергично състояние на ориентираната система, което се базира на идеалното “закотвяне” - $\theta = \varphi = 0$. При тези външно инициирани условия, определящи големината на холестиричната стъпка, се отчита и ролята на нанесения на повърхността материал за усилване на “закотвянето”. Например ИТО, полиамид и други материали създават при еднакви геометрични условия по – силно закотвяне от обикновеното стъкло. Вероятно и златната решетка също променя закотвянето. Тук отбелязваме, че ние работим със холестеричен ТК инициран от смес, различен от синтезиран холестерик и затова големината на стъпката, която е значително по – голяма от тази на синтезия холестерик, по – силно се влияе от граничните условия.

Температурната зависимост на стъпката на спиралата на холестерика е такава, че стъпката на спиралата намалява с нарастването на температурата [26]. Това на пръв поглед нелогично поведение, може да се обясни чрез въртелив аналог на топлинното разширение. Молекулите извършват трептения на усукване в ахармоничен потенциал поради хиралността. С повишаване на температурата ъгъла на тези вибрации става по – голям, следователно стъпката на спиралата става по – малка. В действителност междумолекулните взаимодействия причиняват ахармоничен потенциал и по този начин температурната зависимост на стъпката на спиралата. Достигайки смектичната фаза, стъпката на спиралата на холестерика се раздалечава, защото усукването ѝ е несъвместимо със слоестата структура.

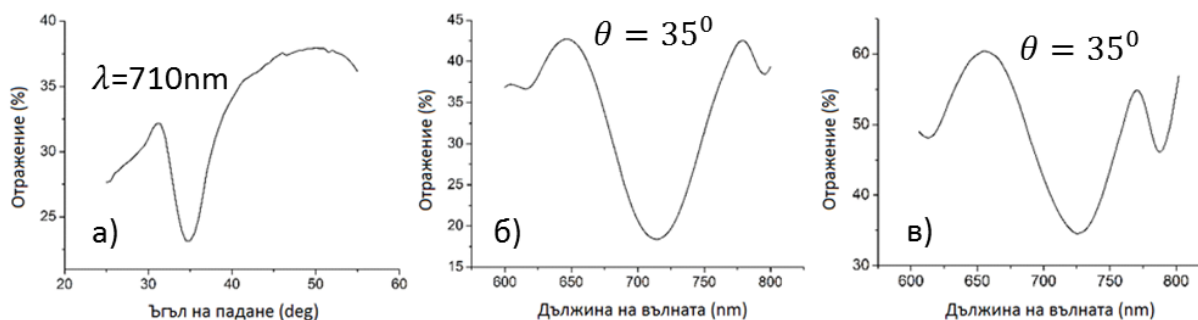
Нашите експериментални данни, обаче, не показват очакваното от теорията поведение. Причината за това, вероятно, е силната зависимост на свойствата на индуцирания холестерик от граничните условия.

4.2.2. Възбуждане на ППР на границата златна дифракционна решетка/ хирален ТК - експериментални резултати

Бяха изготвени повече от 20 ТК клетки, с конструкция поканна на фигура 4.1, за да се уточни технологията на изготвяне. Спейсарите са 12 μm или 8 μm като клетките се пълнят с индуциран холестерик в изотропна фаза, при което хиралната добавка е

5.62 wt% или 3.85 wt%. Температурната зависимост на дължината на спиралата е изобразена на фигура 4.7 – крива „grating”.

Измерванията са направени на спектрофотометри CARY и Lambda1050, измервани са отражението като функция на ъгъла на падане при фиксирана дължина на вълната и като функция на дължината на вълната при фиксиран ъгъл на падане. Фигура 4.8 показва такива измервания, които илюстрират възбудането на ППР на дифракционна решетка с параметрите, споменати в част 4.1.

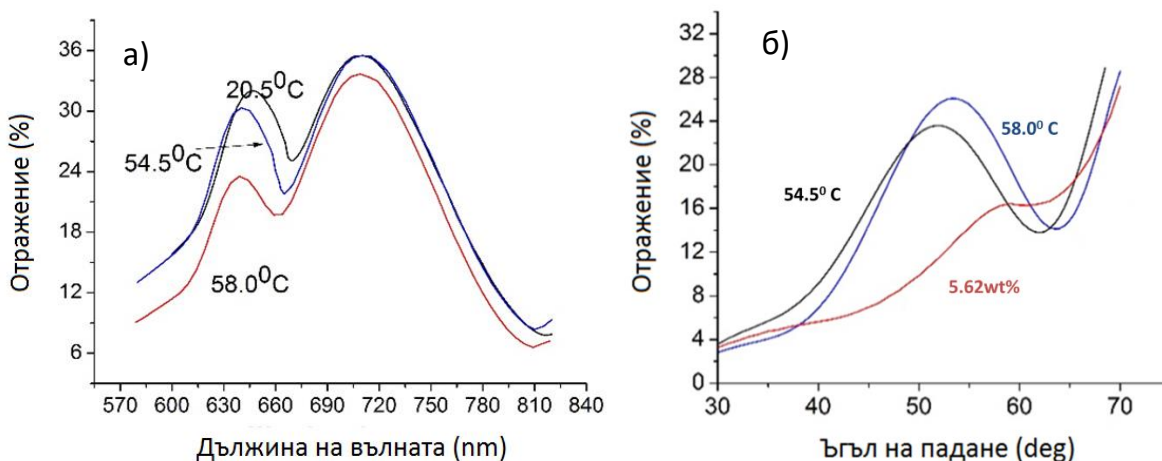


Фигура 4.8. ППР на дифракционна решетка с параметри съгласно 4.1; а) като функция на ъгъла на падане; б) като функция на дължината на вълната; в) суха клетка.

Изследвано бе възбудането на ППР в суха клетка (която не е пълна с ТК) с разделители 12 μm . Това е необходимо, тъй като покривното стъкло (с дебелина 0.8 mm) отнема падащия лъч и поради вероятността на липса на паралелност покривно стъкло/ дифракционна решетка. Резултатът е показан на фигура 4.8в.

Очевидно, резонансът се отнема към по – дългите дължини на вълната ($\lambda_{min} = 725 \text{ nm}$) въпреки, че ъгълът на падане върху клетката е същият както и върху дифракционна решетка (фигура 4.8). Въпреки леката асиметричност на резонанса, той запазва ширината си, както следва да се очаква. Измененията са свързани с влиянието на фактори, свързани с конструкцията на клетката. Следователно, спектърът на фигура 4.8в следва да се счита като реперен при отчитането на влиянието на хиралния ТК. Комплементарното измерване като функция на ъгъла (при $\lambda_{min} = 710 \text{ nm}$) показва $\theta_{res} = 33.7^\circ$, който също следва да се разглежда като реперен. Тъй като се интересуваме от температурните изменения в хиралния ТК, отнеждането на ППР резонанса се отчита от положението на този при стайна температура.

На фигура 4.9а е показан спектралния отклик на отражението от ТК клетка (разделители $12\ \mu\text{m}$), която е запълнена от индуциран хибриден холистерик с хирална добавка $3.82\ \text{wt}\%$.



Фигура 4.9. ППР възбуден на границата златна дифракционна решетка/ хирален ТК като: а) функция от дължината на вълната и б) функция на ъгъла на падане.

Ъгълът на падане на светлината върху клетката е 35° . Отместването на резонанса спрямо празна клетка е около $25\ \text{nm}$, което се дължи на рязкото изменение на свойствата на диелектрика в двата случая – от въздух до диелектрик с определена диелектрична проникваемост.

Предварителни измервания на поляризационния микроскоп на този хибриден холистерик показаха, че той е в хирална фаза в диапазона $50 - 60^\circ\ \text{C}$. Нагряването от стайна температура до $54.5^\circ\ \text{C}$ води до отместване на ППР резонанса с около $5\ \text{nm}$, докато изменението на температурата е само $3.5^\circ\ \text{C}$ (нагряването до $58.0^\circ\ \text{C}$) предизвиква същото отместване. Причината е, че при нагряване до $54.5^\circ\ \text{C}$ ТК кристал влиза в хирална фаза към края на този температурен диапазон (малко над $50^\circ\ \text{C}$) и отместването на резонанса се дължи на фазовия преход. До този преход свойствата на ТК се менят слабо и съответно резонансът не се отмества силно.

В хирална фаза малки изменения на температурата водят до изменение на стъпката на спиралата и съответно на отражението на Брег. Това беше наблюдавано в диапазона $54^\circ - 58^\circ\ \text{C}$ като изменение на цвета на тесктурата при измерванията с поляризационния микроскоп. Тези изменения водят до отместване на ППР.

Може да бъде оценена точността на измерване на температурата, която може да бъде постигната чрез измерване на отместването на ППР при използвания хибриден холестерик. Изменение на температурата с 3.5°C води до 5 nm спектрално отместване т.е. $\sim 1.5\text{ nm}/^{\circ}\text{C}$. Като се има предвид, че дори преносимите спектрометри имат точност на измерване 1 nm , то може да бъде постигната точност на измерване 0.5°C , което за много приложения е напълно удовлетворително.

На фигура 4.9б са показани измервания като функция на ъгъла на падане, съответни на показаните на фигура 4.9а. Измерванията са в пълно съгласие с тези от фигура 4.9а – отместването на резонанса към по – късите дължини на вълната, съответства на отместване в по – големи ъгли. Причината за отместване на резонансите е една и съща и при двете измервания. Отместването на резонанса по ъгъл е около 1.5° за указаните на графиката температури, което говори, че измерването на спектралното отместване е по – целесъобразно.

На фигура 4.9б е показано и отражението от ТК клетка, пълна с индуциран хибриден холестерик с хирална добавка с концентрация $5.62\text{ wt}\%$ при стайна температура. Има много слабо изразен резонанс в областта на 63° . Вероятно това не се дължи на по – високата концентрация на хиралната добавка, а на проблеми с изготвянето на клетката. Много фактори влияят на качеството на клетката, които определят успеха на експеримента.

При ТК клетки, затворени със стъклени пластини, капилярните сили са достатъчни за да поддържат механичната здравина на клетка. В нашия случай, когато едната стена на клетката е дифракционна решетка, това не е така. Това ни принуди да лепим покривното стъкло, разделителите и дифракционната решетка с подходящо лепило. При това възникнаха допълнителни проблеми: неконтролируемо изменение на дебелината на клетката и нарушаване на паралелността на стените. Необходима е прецизна експериментална работа и опит за изработване на качествени клетки. Вероятно това е причина за липсата на добре изразен резонанс при кривата $5.62\text{ wt}\%$ на фигура 4.9б.

4.2.3. Изводи

Резултатите от теоретичния анализ показват, че:

- използването на CD-R диск покрит със злато може да се използва като дифракционна решетка за възбуждане на ППР;
- теоретичният модел, който използваме, адекватно описва експерименталните данни;
- определен е оптималния режим на възбуждане на ППР за дадената дифракционна решетка: при $\theta = 30 \text{ deg}$, като отместването на резонансната крива се следи на $\lambda_{max} = 808 \text{ nm}$ при която $S \equiv dR/d\lambda$ има максимална стойност;
- за $\lambda > \lambda_{min}$, отражението нараства по-бавно, защото имагинерната част на диелектричната проницаемост на златото силно нараства [29] и поглъщането на метала е по – голямо за по – дългите дължини на вълните; отражението за $\lambda < \lambda_{min}$ е по – голямо защото имагинерната част на диелектричната проницаемост е малка. По същата причина за ъгли на падане $\theta < 30 \text{ deg}$ възбудените плазмонни резонанси са с асиметричен профил.

Резултатите от теоретичния анализ са публикувани в [97].

Резултатите от експеримента показват, че:

- Дължината на стъпката на спиралата на индуциран хибриден холестерик силно зависи от граничните условия, златната решетка силно влияе на енергията на „закотвяне“;
- За първи път е осъществено възбуждане на ППР в ТК клетка с подложка златна дифракционна решетка на границата с хирален ТК;
- Отместването на ППР при изменение на температурата на ТК клетка може да се използва за измерване на температурата;
- Предложен е нов тип температурен сензор, базиран на ТК клетка със подложка златна дифракционна решетка. С използвания от нас ТК е достигната точност на измерване 0.5° C в температурния интервал, определен от съществуването на хиралната фаза на ТК.

Заклучение

Поставената цел и свързаното с нея изпълнение на формулираните задачи, ни позволява да определим основните приноси в дисертационния труд:

1. Предложено е решение на един от основните проблеми на сензорите, базирани на ППР – температурната стабилност. Решението включва възбуждане на ППР при Отто конфигурация с помощта на буферен слой от хирален ТК, с параметри, гарантиращи наличието на пик на Бреговото отражение при дължина на вълната на която е възбуден ППР. Друг основен проблем на сензорите – чувствителността – се решава чрез едновременно възбуждане на ППР с р- и s- поляризация. Тези резултати са представени в [33, 34].
2. Влиянието на параметрите на хирален ТК при Кречманн – Радър конфигурация е разнопосочно: хиралната структура отменя ППР, но ефектът силно зависи от дължината на стъпката на спиралата. Наклонът на директора води до силно изменение на условията за съществуване на ППР, което определя невъзможността за възбуждане на ППР. Тези резултати са представени в [49].
3. ППР на границата с хирална анизотропна среда може да служи за характеризирането ѝ чрез взаимодействието с вълноводните моди. Хиралността на структурата поражда ограничаване на критичните ъгли за възбуждане на необикновенните моди при дължина на стъпката на спиралата по – голяма или съизмерима с дължината на вълната. При малки дължини на стъпката на спиралата броят на критичните ъгли расте, но диапазонът на разрешени за възбуждане на вълноводни моди, ъгли е по-малък от този на ахирална структура. Тези резултати са представени в [58].
4. За първи път е осъществено възбуждане на ППР в ТК клетка с подложка златна дифракционна решетка на границата с хирален ТК. Отместването на ППР при изменение на температурата на ТК клетка може да се използва за измерване на температурата. Предложен е нов тип температурен сензор, базиран на ТК клетка със подложка златна дифракционна решетка и хирален течен кристал като е достигната точност на измерване 0.5°C .

Списък на публикациите на автора по темата на дисертацията

- Публикации в списания с **импакт фактор**:

[1] G. Dyankov, K. Zhelyazkova, M. Petrov and B. Katranchev, “A pitch of helicoid of chiral liquid crystals and surface plasmon excitation: A theoretical study”, Mol. Cryst. And Liq. Cryst. **632**, p.2-8 (2016);

[2] K. Zhelyazkova, M. Petrov, B. Katranchev and G. Dyankov, “Surface plasmon and guided modes excitation of cholesteric liquid crystal layer”, Bulg. Chem. Comm. **48** (G), p.58-62 (2016);

- Публикации в списания с **импакт ранг**:

[1] K. Zhelyazkova, M. Petrov, B. Katranchev and G. Dyankov, “An anisotropic stratified structure for surface plasmon excitation”, Proceedings of SPIE **9447** (2015), doi: 10.1117/12.2178455;

[2] K. Zhelyazkova, M. Petrov, B. Katranchev and G. Dyankov, “Surface plasmon resonance on the surface: Metal – Liquid crystal layer”, Journal of Physics Conference Series, **558**(1), p.012024 (2014);

- Публикации в **реферирани списания**:

[1] K. Zhelyazkova , B. Vytautas and G. Dyankov, “Optimization of grating-based surface plasmon sensor”, Second National Congress of Physical Sciences, Sofia (2013), ISBN 978-954-580-333-8;

- Цитат:

[1] K. Zhelyazkova, M. Petrov, B. Katranchev and G. Dyankov, “Surface plasmon resonance on the surface: Metal – Liquid crystal layer”, Journal of Physics Conference Series, **558**(1), p.012024 (2014) цитирана в Y.J. Hung, Y.R. Yen and I.S. Lin, “Fresnel analysis of Kretschmann geometry with a uniaxial crystal layer on a three-layered film”, AIP ADVANCES **6**, 045023 (2016);

Участия в проекти:

[1] Млади учени “Разработване на иновативни оптични структури и материали”, ПУ “Паисий Хилендарски” – НПД, **МУ13-ФФ-005** (2013 - 2014);

[2] Научен проект “Комбинирани оптични методи за откриване на нерегламентирани примеси и вещества в хранителни продукти”, ПУ “Паисий Хилендарски” – НПД, **НИ13-ФФ-003** (2013 - 2014);

[3] Научен проект “Наноструктурирани течни кристали за пренастроиваеми оптични прибори” – Фонд научни изследвания, ДФНИ-Т02/18 (2015 - 2016);

[4] Научен проект “Течнокристален подход за оптимизиране функциите на моделни липидни мембрани при вграждане на наночастици” - Фонд научни изследвания;

Списък на участия и награди от национални и международни научни форуми

- **Доклади на международни научни форуми:**

[1] The 16th Annual International Conference “Days on Diffraction” (DD16), Saint Petersburg, Russia (2016), Poster;

[2] The 13th European Conference on Liquid Crystals, Manchester, UK (2015), Poster;

[3] The 15th International Balkan Workshop on Applied Physics (IBWAP15), Constanta, Rumania (2015), Poster;

[4] The 7th International Conference on Surface Plasmon Photonics (SPP7), Jerusalem, Israel (2015), Poster;

- **Доклади на национални научни форуми:**

[1] Light in Nanoscience and Nanotechnology (LNN15), Hissar, Bulgaria (2015);

[2] The 6th International Conference of Young Scientists, Plovdiv (2015);

[3] 4та Национална студентска научна сесия по физика и инженерни технологии, Пловдив, България (2015);

[4] Постерна сесия за студенти и докторанти на тема „Светлината в науката и изкуството”, посветена на Международната година на светлината, Пловдив (2015);

[5] 43-та Национална конференция по въпросите на обучението по физика на тема „Оптика и оптични технологии в образованието”, Благоевград (2015);

[6] Национална научна конференция по физика, Пловдив (2014);

[7] 18th International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications, Sozopol, Bulgaria (2014);

[8] 18th International School on Condensed Matter Physics (ISCMP), Varna, Bulgaria (2014);

[9] III Национална научна сесия по физика и инженерни технологии, Пловдив (2013);

[10] Second National Congress of Physical Sciences, Sofia, Bulgaria (2013);

[11] International Conference of Young Scientists, Plovdiv, Bulgaria (2013);

- **Награди за „Най-добър постер“ от участия в национални и международни научни форуми:**

- **Награда за „Най-добър постер“:**

Постерна сесия за студенти и докторанти на тема „Светлината в науката и изкуството“, посветена на Международната година на светлината, постер “Модифициране на плазмонен резонанс чрез холестерични течни кристали”, Пловдив (2015), Постер;

- **1st price Best student poster award (2014):**

18th International School on Condensed Matter Physics (ISCMP), “Surface plasmon resonance on the surface: metal – liquid crystal layer”, Varna, Bulgaria (2014), Poster;

Литература:

[1] J.G. Gordon, S. Ernst and Surf. Sci. **101**, p.499 (1980);

[2] C. Nylander, B. Liedberg and T. Lind, Sens. Actuators **3**, p.79 (1982);

[3] J. Homola, S.S. Yee and G. Gauglitz, Sens. Actuators B **54**, p.3 (1999);

[4] J. Homola, Anal. Bioanal. Chem. **377**, p.528 (2003);

[5] C. Boozer, G. Kim, S. Cong, H. Guan and T. Londergan, Curr. Opin. Biotechnol. **17**, p.400 (2006);

[6] K.S. Phillips and Q. Cheng, Anal. Bioanal. Chem. **387**, p.1831 (2007);

- [7] J. Homola, Surface Plasmon Resonance Based Sensors, Springer: Berlin, Germany (2006);
- [8] R.B.M. Schasfoort, Handbook of Surface Plasmon Resonance, RSC publishing, Cambridge CB4 0WF, UK (2008);
- [9] S. Lal, S. Link, and N. J. Halas, Nat. Photonics **1**, p.641 (2007);
- [10] C.L. Nehl, N.K. Grady, G.P. Goodrich, F. Tam, N.J. Halas, and J.H. Hafner, Nano Lett. **4**, p.2355 (2004);
- [11] H. Wang, D. Brandl, F. Le, P. Nordlander, and N.J. Halas, Nano Lett. **6**, p.827 (2006);
- [12] I. Avrutsky, J. Opt. Soc. Am. A **20**, p.548 (2003);
- [13] A.A. Krokhin, A. Neogi, and D. McNeil, Phys. Rev. B **75**, p.235420 (2007);
- [14] R. Li, C. Cheng, F.F. Ren, J. Chen, Y.X. Fan, J. Ding, and H.T. Wang, Appl. Phys. Lett. **92** (2008);
- [15] Z. Jacob and E.E. Narimanov, Applied Physics Letters, vol. **93** (2008);
- [16] J. Elser and V.A. Podolskiy, Phys. Rev. Lett. **100** (2008);
- [17] M. Liscidini and J.E. Sipe, Phys. Rev. B **81** (2010);
- [18] Y.J. Jen, C.H. Hsieh, T.S. Lo, Optics Communications **244**, p.269 (2005);
- [19] Y.W. Fen and W. Yunus, AIP Conference Proceedings **1482** (2012);
- [20] G.J. Sprokel, R. Santo and J.D. Swalen, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **68** (1981);
- [21] S. J. Elston and J. R. Sambles, J. Mod. Opt. **37**, p.1895 (1990);
- [22] I. Abdulhalim, J. Opt. A, Pure Appl. Opt. **11** (2009);
- [23] L. Ruan, F. Yang and J. R. Sambles, Applied Physics Letters **95** (2009);
- [24] G. Dyankov, M. Zekriti, Eh Saidi and M. Bousmina, Plasmonics **7**, p.479-485 (2012);
- [25] G. Dyankov, M. Zekriti and M. Bousmina, Applied Opt. **51**, p.2451-2456 (2012);
- [26] P.G. de Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, Oxford: Clarendon Press (1993) [ISBN 0-19-852024-7](https://doi.org/10.1093/oso/9780198520247);
- [27] I. Abdulhalim, L. Benguigui and R. Weil, J. Phys. (Paris) **46** (1985);
- [28] F. Chiadini, V. Fiumara, A. Scaglione, A. Lakhtakia, Optical Engineering **53**, p.127105 (2014);

- [29] P.B. Johnson and R.W. Christy, Phys. Rev. B **6** (1972);
- [30] D.W. Berreman, J. Opt. Soc. Am. **62**, p.502-510 (1972);
- [31] T. Scharf, *Polarized light in liquid crystals and polymers*, Wiley (2007);
- [32] T.H. Gilani, N. Dushkina, W.L. Freeman, M.Z. Numan, D.N. Talwar and D.P. Pulsifer, Optical Engineering **49** (2010);
- [33] K. Zhelyazkova, M. Petrov, B. Katranchev and G. Dyankov, *Proc. SPIE, 18th International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications* (2015), DOI: 10.1117/12.2178455;
- [34] G. Dyankov, K. Zhelyazkova, M. Petrov and B. Katranchev, Mol. Cryst. And Liq. Cryst. **632**, p.2 (2016);
- [35] M. A. Motyka and A. Lakhtakia, J. Nanophoton. **3**, p.033502 (2009);
- [36] K.R. Welford, J.R. Sambles, and M.G. Clark, , Liq. Cryst. **2** (1987);
- [37] S.J. Elston, J.R. Sambles, and M.G. Clark, J. Mod. Opt. **36** (1989);
- [38] K.R. Welford and J.R. Sambles, Appl. Phys. Lett. **50** (1987);
- [39] F. Yang, L.Z. Ruan, S.A. Jewell, and J.R. Sambles, New J. Phys. **9** (2007);
- [40] F. Yang, L. Ruan and J.R. Sambles, Appl. Phys. Lett. **92** (2008);
- [41] S. Elston and J. Sambles, Jpn. J. Appl. Phys., Part 2 **29**, p.L641 (1990);
- [42] F. Yang, L. Ruan and J. Sambles, J. Appl. Phys. **88**, p.6175 (2000);
- [43] S. Jewell and J. Sambles, J. Appl. Phys. **92**, p.19 (2002);
- [44] S. Jewell and J. Sambles, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **401**, p.181 (2003);
- [45] X. Wang, P. Wang, J. Chen, Y. Lu, H. Ming and Q. Zhan, Appl. Phys. Lett. **98** (2011);
- [46] R. Luo, Y. Gu, X. Li, L. Wang, I.C. Khoo and Q. Gong, Appl. Phys. Lett. **102** (2013);
- [47] Y. Takeichi, Y. Kimoto, M. Fujii, and S. Hayashi, Phys. Rev. B **84**, p.085417 (2011);
- [48] T. Nagaraj and A. A. Krokhin, Phys. Rev. B **81**, p.085426 (2010);
- [49] K. Zhelyazkova, M. Petrov, B. Katranchev, and G. Dyankov, J. Phys.:Conf. Ser. **558**, p.012024 (2014);
- [50] Y.R. Yen, T.H. Lee, Z.Y. Wu, T.H. Lin and Y.J. Hung, Opt.Exp. **23**, p.32377 (2015);

- [51] D. Sarid and W. Challener, *Modern Introduction to Surface Plasmons: Theory, Mathematica Modeling and Applications*, Cambridge University Press, New York (2010);
- [51] E. Fontana, *Appl. Opt.* **43**, p.79 (2004);
- [52] N. Sedoglavich, R. Kunemeyer, S.R. Talele and J.C. Sharpe, *Curr. Appl. Phys.* **8**, p.251 (2008);
- [56] S. H. Zaidi, M. Yousaf, S. R. J. Brueck, *JOSA B* **8**, p.770 (1991);
- [57] K. Zhelyazkova, B. Vytautas and G. Dyankov, *Second National Congress of Physical Sciences, Sofia* (2013), ISBN 978-954-580-333-8;
- [58] K. Zhelyazkova, M. Petrov, B. Katranchev and G. Dyankov, *Bulg. Chem. Comm.* **48** (G), p.58-62 (2016);

Изказвам най-сърдечни благодарности на научния ми ръководител доц. д-р Георги Дянков и проф. д-р Минко Петров за ценните насоки и оказаната помощ при изготвянето на настоящия дисертационен труд.