

Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Міністерство освіти і науки України
Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

ЯКОВКІН ІВАН ІВАНОВИЧ

УДК _____

ДИСЕРТАЦІЯ

**КЕРУВАННЯ ОПТИЧНИМИ ВЛАСТИВОСТЯМИ ПЛАЗМОННИХ
НАНОСТРУКТУР ЗА ДОПОМОГОЮ НЕМАТИЧНИХ РІДКИХ
КРИСТАЛІВ**

104 – Фізика та астрономія

10 – Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ І. І. Яковкін

Науковий керівник

Ледней Михайло Федорович,
доктор фізико-математичних наук,
доцент

Київ – 2025

АНОТАЦІЯ

Яковкін І. І. Керування оптичними властивостями плазмонних наноструктур за допомогою нематичних рідких кристалів. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія» (10 – Природничі науки). – Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, 2025.

Дисертаційна робота присвячена теоретичним дослідженням можливості керування оптичними та спектральними властивостями плазмонних наноструктур за допомогою нематичних рідких кристалів (НРК). Дисертація складається зі вступу, п'яти оригінальних розділів, висновків, списку використаних літературних джерел та додатку.

У вступі висвітлено актуальність обраної тематики дослідження, окреслено мету, сформульовано об'єкт, завдання та методи дослідження, а також зазначено зв'язок роботи з науковими програмами та апробацію результатів.

У першому розділі зроблено огляд сучасних літературних джерел, присвячених особливостям НРК, та окреслено сфери практичного застосування останніх. Розглянуто механізми орієнтаційних переходів у НРК та вплив обмежуючих поверхонь на формування орієнтаційних станів поля директора. Представлено огляд властивостей поверхневих плазмонних поляритонів і плазмон-поляритонів Тамма в системі з шаром рідкого кристалу. Також наведено основні результати досліджень локалізованих плазмонних коливань у впорядкованих масивах наночастинок диспергованих у нематичну рідкокристалічну матрицю.

У другому розділі теоретично досліджується електроіндукована орієнтаційна нестійкість директора в планарній флексоелектричній

нематичній комірці з рухомою легкою віссю на обмежуючій поверхні. Проковзування легкої осі зумовлено переорієнтацією еластичних частин молекул полімерної підкладки, що є наслідком взаємодії з електричним полем їх власних або наведених останнім дипольних моментів. Внесок такої взаємодії у поверхневу вільну енергію системи вважається лінійним або квадратичним по величині напруженості електричного поля. Встановлено, що орієнтаційна нестійкість поля директора є безпороговою при лінійному за напруженістю впливі електричного поля на легку вісь, і пороговою при квадратичному. Порогова напруга збільшується зі зменшенням величин параметра впливу електричного поля, суми флексоелектричних коефіцієнтів та зі збільшенням значень енергій зчеплення рухомої легкої осі з НРК та підкладкою. Встановлено, що час ввімкнення системи збільшується при збільшенні величин в'язкості та суми флексоелектричних коефіцієнтів НРК. Час вимкнення – збільшується зі збільшенням величини в'язкості та зі зменшенням значень енергій зчеплення рухомої легкої осі з НРК та підкладкою.

Встановлено, що порогова світлоіндукована орієнтаційна нестійкість поля директора в планарній нематичній комірці з фоточутливою підкладкою, яка опромінюється падаючим світлом через шар НРК, може бути часово періодичною. Величина порогової інтенсивності зменшується зі збільшенням значень товщини комірки, енергії зчеплення НРК з фоточутливою підкладкою та зі зменшенням величини параметра взаємодії молекул фоточутливого покриття. Показано, що при перевищенні інтенсивністю порогового значення у комірці виникають автоколивання поля директора між кількома стійкими твіст конфігураціями. Період автоколивань збільшується зі зменшенням величин інтенсивності світлової хвилі, енергії зчеплення, параметра взаємодії молекул фоточутливого покриття та коефіцієнта дифузії та зі збільшенням величини в'язкості НРК. Збільшення величин в'язкості НРК, інтенсивності опромінення, параметра взаємодії молекул фоточутливого покриття та

зменшення значення коефіцієнта дифузії призводять до збільшення кількості твіст конфігурацій між якими відбуваються автоколивання.

У третьому розділі розглядається електроіндукована орієнтаційна нестійкість гомеотропно орієнтованої комірки флексоелектричного НРК. Показано, що орієнтаційні переходи директора в зовнішньому електричному полі можуть мати до двох гістерезисів. За відсутності переднахилю директора на поверхні та флексоелектричних властивостей у НРК отримано аналітичні критерії існування гістерезисів. Досліджено вплив величин параметрів комірки НРК, зокрема флексоелектричної поляризації та переднахилю легкої осі, на кількість гістерезисів орієнтаційних переходів директора та значення параметрів областей їх існування. Теоретично досліджується вплив електричного поля на поширення поверхневого плазмонного поляритона у системі метал – полімер – НРК. Показано, що величина ефективного показника заломлення поверхневого плазмонного поляритона зростає зі збільшенням значення енергії зчеплення НРК з поверхнею і зі зменшенням величин напруги та довжини хвилі. Діапазон зміни величини ефективного показника заломлення розширюється при зменшенні значень переднахилю легкої осі, товщини полімерного шару та зі збільшенням величини оптичної анізотропії НРК.

У четвертому розділі досліджено керування Тамм-плазмонними резонансами та лазерною генерацією в гібридній наноструктурі метал – НРК – діелектричне дзеркало Брегга за допомогою НРК. Проаналізовано вплив орієнтування шару НРК на спектри відбиття, пропускання та поглинання падаючого світла. Досліджено залежність спектрального положення та величин провалів/піків збудження плазмон-поляритонів Тамма, а також величини коефіцієнта підсилення світлового поля в шарі НРК в області забороненої зони дзеркала Брегга у залежності від товщини та орієнтування шару НРК, наявності в об'ємі останнього домішок світлопоглинаючого барвника. За умови інверсної заселеності рівнів у середовищі НРК, легованому

світлопоглинаючим барвником, досліджено особливості лазерної генерації в системі метал – НРК – діелектричне дзеркало Брегга. Розраховані часові залежності імпульсів люмінесценції для різної потужності імпульсів накачки, а саме, нижче, вище та поблизу порога лазерної генерації, та різних значень світлопоглинання в середовищі НРК.

У п'ятому розділі теоретично досліджено вплив орієнтування поля директора НРК на спектри поглинання самовпорядкованих двовимірних масивів сферичних золотих і срібних наночастинок та масиву мікроантен Ягі-Уда. Встановлено, що для масиву золотих та срібних наночастинок переорієнтація директора НРК з гомеотропного стану в планарний у площині, що містить вектор поляризації падаючого світла, збільшує резонансну довжину хвилі падаючого світла на величину близько 100 нм, а в площині перпендикулярній вектору поляризації – на 40 нм. Показано, що максимальне значення коефіцієнта підсилення напруженості електричного поля падаючого світла в ближній зоні складає близько 18 для золотих частинок, та близько 40 для срібних. Показано, що електроіндукована переорієнтація директора з твіст стану в гомеотропний дозволяє змінювати величини коефіцієнтів відбиття та поглинання масиву мікроантен Ягі-Уда в межах від 60 до 90 відсотків у спектральному діапазоні від 7 до 12 ТГц.

Ключові слова: рідкий кристал, нематик, наночастинок, поверхневий плазмон, лазерна генерація, самовпорядковані структури, фазовий перехід, дифракція Брегга, метаматеріал, директор, флексополяризація, орієнтаційна нестійкість, гістерезис орієнтаційного переходу, фотоорієнтування, перехід Фредерікса.

SUMMARY

Yakovkin I. I. Tuning the optical properties of plasmonic nanostructures using nematic liquid crystals. – Qualifying scientific work as a manuscript.

Dissertation for the degree of Doctor of Philosophy in the specialty 104 “Physics and Astronomy” (10 – Natural Sciences). – Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, 2025.

The dissertation is devoted to theoretical investigations of the possibility of controlling the optical and spectral properties of plasmonic nanostructures using nematic liquid crystals (NLC). The dissertation consists of an introduction, five original chapters, conclusions, a list of references, and an appendix.

In the introduction, the relevance of the chosen research topic is highlighted. The goal is outlined, the object, tasks, and methods of research are formulated, and the connection of the work with scientific programs and the approbation of the results are indicated.

In the first chapter, a review of modern literature sources devoted to the peculiarities of NLC is provided, and the areas of their practical application are outlined. The mechanisms of orientational transitions in NLC and the influence of bounding surfaces on the formation of orientational states of the director field are considered. A review of the properties of surface plasmon polaritons and Tamm plasmon polaritons in a system with a liquid crystal layer is presented. The main results of studies on localized plasmon oscillations in ordered arrays of nanoparticles dispersed in a nematic liquid crystal matrix are also provided.

In the second chapter, the electric-field-induced orientational instability of the director in a planar flexoelectric nematic cell with a gliding easy axis on the bounding surface is studied theoretically. The gliding of the easy axis is caused by the reorientation of the elastic parts of the polymer substrate molecules, which results from the interaction with the electric field of their own or field-induced dipole

moments. The contribution of such interaction to the surface free energy of the system is taken to be linear or quadratic in the magnitude of the electric field strength, respectively. It is established that the orientational instability of the director field is thresholdless when the electric field acts linearly with respect to its strength on the easy axis, and has a threshold when the action is quadratic. The threshold voltage increases with decreasing magnitude of the field-influence parameter, the sum of the flexoelectric coefficients, and with increasing values of the anchoring energy of the gliding easy axis with both the NLC and the substrate. It is found that the turn-on time of the system increases with increasing values of the viscosity and the sum of the flexoelectric coefficients of the NLC. The turn-off time increases with increasing viscosity and with decreasing values of the anchoring energy of the gliding easy axis with the NLC and the substrate.

It is established that the threshold light-induced orientational instability of the director field in a planar nematic cell with a photosensitive substrate, which is irradiated by incident light through the NLC layer, can be periodic in time. The threshold intensity decreases with increasing cell thickness, with increasing anchoring energy of the NLC to the photosensitive substrate, and with decreasing magnitude of the interaction parameter of the photosensitive coating molecules. It is shown that once the intensity exceeds the threshold value, auto-oscillations of the director field between several stable twist configurations arise in the cell. The period of these auto-oscillations increases with decreasing values of the light-wave intensity, anchoring energy, interaction parameter of the photosensitive coating molecules, and diffusion coefficient, as well as with increasing viscosity of the NLC. An increase in the viscosity of the NLC, in the irradiation intensity, in the interaction parameter of the photosensitive coating molecules, and a decrease in the diffusion coefficient lead to an increase in the number of twist configurations between which the auto-oscillations occur.

In the third chapter, the electric-field-induced orientational instability of a homeotropically oriented flexoelectric NLC cell is considered. It is shown that the

director's orientational transitions in an external electric field can exhibit up to two hysteresis loops. In the absence of director pretilt at the surface and of flexoelectric properties in the NLC, analytical criteria for the existence of hysteresis loops are obtained. The influence of the magnitudes of the NLC cell parameters, in particular the flexoelectric polarization and the pretilt of the easy axis, on the number of hysteresis loops of the director's orientational transitions and on the parameter values of the regions of their existence is investigated. The effect of the electric field on the propagation of a surface plasmon polariton in the metal – polymer – NLC system is studied theoretically. It is shown that the value of the effective refractive index of the surface plasmon polariton increases with increasing anchoring energy of the NLC to the surface and with decreasing voltage and wavelength. The range of variation of the effective refractive index broadens with decreasing pretilt of the easy axis, decreasing polymer layer thickness, and increasing optical anisotropy of the NLC.

In the fourth chapter, the control of Tamm-plasmon resonances and laser generation in a hybrid nanostructure composed of metal – NLC – dielectric Bragg mirror using NLC is investigated. The influence of the orientation of the NLC layer on the reflection, transmission, and absorption spectra of the incident light is analyzed. The dependence of the spectral position and the magnitude of the dips/peaks corresponding to the excitation of Tamm plasmon polaritons, as well as the light field amplification coefficient in the NLC layer in the Bragg mirror band gap, on the thickness and orientation of the NLC layer and on the presence of absorbing dye impurities in its volume is studied. Under the condition of population inversion in the NLC medium doped with a light-absorbing dye, the features of laser generation in the metal – NLC – dielectric Bragg mirror system are investigated. The time dependences of luminescence pulses for different pump pulse powers – namely, below, above, and near the laser generation threshold – as well as for different values of light absorption in the NLC medium are calculated.

In the fifth chapter, the influence of the orientation of the NLC director field on the absorption spectra of self-assembled two-dimensional arrays of spherical gold and silver nanoparticles and of a Yagi-Uda microantenna array is investigated theoretically. It is established that for arrays of gold and silver nanoparticles, the reorientation of the NLC director from the homeotropic state to a planar state in the plane containing the polarization vector of the incident light increases the resonance wavelength of the incident light by about 100 nm, and in the plane perpendicular to the polarization vector by about 40 nm. It is shown that the maximum value of the electric field intensity enhancement coefficient in the near field of incident light is about 18 for gold particles and about 40 for silver particles. It is demonstrated that the electric-field-induced reorientation of the director from the twist state to the homeotropic state makes it possible to change the reflection and absorption coefficients of the Yagi-Uda microantenna array from 60 to 90% in the spectral range from 7 to 12 THz.

Keywords: liquid crystal, nematic, nanoparticles, surface plasmon, laser generation, self-assembled structures, phase transition, Bragg diffraction, metamaterial, director, flexopolarization, orientational instability, hysteresis of the orientational transition, photoorientation, Fréedericksz transition.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ
**Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати
дисертації**

- [1] I. Yakovkin, A. Lesiuk, M. Ledney, and V. Reshetnyak, Director orientational instability in a planar flexoelectric nematic cell with easy axis gliding, *Journal of Molecular Liquids* **363**, 119888 (2022).
- [2] I. Yakovkin and M. Ledney, Electrically induced orientational instability of the director in a homeotropic nematic liquid crystal cell and its effect on surface plasmon oscillations, *Phase Transitions* **97**, 394 (2023).
- [3] I. Yakovkin and V. Reshetnyak, Liquid crystal-enabled tunability of Yagi-Uda antenna resonant properties, *Journal of Optical Microsystems* **3**, 041203 (2023).
- [4] I. Yakovkin and V. Reshetnyak, Controlling plasmon resonance of gold and silver nanoparticle arrays with help of liquid crystal, *Photonics* **10**, 1088 (2023).
- [5] I. Yakovkin, V. Reshetnyak, T. Bunning, and D. Evans, Tunable THz absorbers based on LC-tuned Yagi-Uda antennas, *Liquid Crystals* **51**, 2241 (2024).
- [6] I. Yakovkin, M. Ledney, V. Y. Reshetnyak, I. Pakamoryte, and P. J. Hands, Modeling of laser generation in a Fabry–Pérot–Tamm structure with a nematic liquid crystal layer, *Journal of Applied Physics* **135**, (2024).
- [7] I. Yakovkin and M. Ledney, Electrocontrol over surface plasmon oscillations in a homeotropic nematic liquid crystal cell, *Ukrainian Journal of Physics* **69**, 417 (2024).

Наукові праці, що засвідчують апробацію матеріалів дисертації

- [8] I. Yakovkin and M. Ledney, *Surface Plasmon Oscillations Control by Nematic Liquid Crystal Reorientation*, in *10th Jubilee International Conference “Nanotechnologies and Nanomaterials NANO-2022”* (Lviv, Ukraine, 2022).
- [9] I. Yakovkin, A. Lesiuk, M. Ledney, and V. Reshetnyak, *Orientational Instability of the Director in a Planar Flexoelectric Nematic Cell with Easy Axis Gliding*, in *International Symposium on Dielectric Materials and Applications ISyDMA’7* (Poznań, Poland, 2022).
- [10] I. Yakovkin and M. Ledney, *Hysteresis of Surface Plasmon Polariton Effective Index Induced by Liquid Crystal Reorientation*, in *International Symposium on Dielectric Materials and Applications ISyDMA’7* (Poznań, Poland, 2022).

- [11] I. Yakovkin, M. Lednei, V. Reshetnyak, I. Pakamoryte, and P. Hands, *Laser Generation in a Tamm Plasmon Structure Controlled by a Nematic Liquid Crystal*, in *SPIE Photonics Europe: Liquid Crystals Optics and Photonic Devices*, Vol. 13016 (Strasbourg, France, 2024), pp. 131–134.
- [12] I. Yakovkin, V. Reshetnyak, T. Bunning, and D. Evans, *Electro-Optic Tuning of Terahertz Yagi-Uda Antenna Arrays through Liquid Crystal Reorientation*, in *SPIE Photonics Europe: Liquid Crystals Optics and Photonic Devices*, Vol. 13016 (Strasbourg, France, 2024), pp. 7–9.
- [13] I. Yakovkin, V. Reshetnyak, H. Gleeson, T. Bunning, and D. Evans, *Controlling Reflection and Absorption of Antennae Array in THz Using Liquid Crystals and Liquid Crystal Elastomers*, in *29th International Liquid Crystal Conference* (Rio de Janeiro, Brazil, 2024).
- [14] I. Yakovkin, M. Ledney, and A. Nych, *Modeling the Kinetics of Auto-Oscillations in a Nematic Liquid Crystal Cell with Photoaligning in an Azodye Layer on a Substrate*, in *The 4th International Online Conference on Crystals* (Online, 2024).

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	15
ВСТУП	16
РОЗДІЛ 1. НЕМАТИЧНІ РІДКІ КРИСТАЛИ ТА ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ ...	25
1.1 Орієнтаційні переходи в НРК	25
1.2 Вплив обмежуючих поверхонь.....	29
1.3 Поверхневі плазмонні поляритони в комірці НРК.....	32
1.4 Плазмон-поляритони Тамма в комірці НРК.....	34
1.5 Плазмонні метаматеріали в комірці НРК.....	36
РОЗДІЛ 2. ОРІЄНТАЦІЙНА НЕСТІЙКІСТЬ ПОЛЯ ДИРЕКТОРА НРК У ЗОВНІШНІХ ПОЛЯХ.....	39
2.1 Орієнтаційна нестійкість поля директора в планарній комірці флексоелектричного НРК.....	40
2.1.1 Вільна енергія комірки НРК	40
2.1.2 Лінійний по напруженості вплив електричного поля на легку вісь	45
2.1.3 Квадратичний по напруженості вплив електричного поля на легку вісь	56
2.1.4 Врахування переднахилу легкої осі	61
2.1.5 Коефіцієнт пропускання комірки.....	63
2.2 Автоколивання поля директора в комірці НРК з фоточутливою підкладкою.....	66
2.2.1 Вільна енергія НРК та рівняння для директора.....	66
2.2.2 Орієнтаційна нестійкість початкового планарного стану	71
2.2.3 Орієнтаційні переходи поля директора НРК	77
2.3 Результати та висновки до розділу 2.....	82
РОЗДІЛ 3. ЕЛЕКТРОКЕРУВАННЯ ПЛАЗМОННИМИ ПОЛЯРИТОНАМИ НА ПОВЕРХНІ КОМІРКИ ФЛЕКСОЕЛЕКТРИЧНОГО НРК.....	84
3.1 Електроіндукована орієнтаційна нестійкість у гомеотропній комірці флексоелектричного НРК.....	85
3.1.1 Вільна енергія комірки НРК	85

3.1.2	Розрахунок поля директора.....	90
3.1.3	Орієнтаційні переходи поля директора за відсутності переднахилу легкої осі та флексоелектричної поляризації.....	93
3.1.4	Врахування переднахилу легкої осі в комірці НРК.....	100
3.1.5	Врахування флексоелектричних властивостей НРК.....	107
3.2	Поверхневі плазмонні поляритони в комірці НРК.....	118
3.3	Поширення ППП у гомеотропній комірці НРК.....	123
3.3.1	Поширення ППП у гомеотропній комірці НРК за відсутності переднахилу легкої осі та флексоелектричної поляризації.....	123
3.3.2	Врахування переднахилу легкої осі в комірці НРК.....	127
3.3.3	Врахування флексоелектричних властивостей НРК.....	132
3.4	Результати та висновки до розділу 3.....	138
РОЗДІЛ 4.	ЕЛЕКТРОКЕРОВАНА ЛАЗЕРНА ГЕНЕРАЦІЯ В ТАММПЛАЗМОННІЙ СТРУКТУРІ З ШАРОМ НРК	141
4.1	Структурна модель і теорія.....	142
4.2	Спектри відбиття та пропускання	148
4.3	Моделювання лазерної генерації.....	155
4.4	Результати та висновки до розділу 4.....	162
РОЗДІЛ 5.	КЕРУВАННЯ ПЛАЗМОННИМИ РЕЗОНАНСАМИ У ПЕРІОДИЧНИХ НАНОСТРУКТУРАХ ЗА ДОПОМОГОЮ НРК	163
5.1	Плазмонні коливання в ансамблях сферичних наночастинок диспергованих у НРК	164
5.2	Керування оптичними властивостями антен Ягі-Уда за допомогою НРК.....	169
5.2.1	Локалізовані плазмонні резонанси у масивах антен Ягі-Уда за присутності НРК	169
5.2.2	Електрокерування оптичними властивостями масивів антен Ягі-Уда за допомогою НРК.....	176
5.3	Результати та висновки до розділу 5.....	189
ВИСНОВКИ.....		191
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....		195

ДОДАТОК А. СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	214
Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації.....	214
Наукові праці, що засвідчують апробацію матеріалів дисертації	214

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

РК – рідкий кристал

НРК – нематичний рідкий кристал

ППП – поверхневий плазмонний поляритон

ППТ – плазмонний поляритон Тамма

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Рідкі кристали (РК) є особливим агрегатним станом речовини, який демонструє властивості, проміжні між рідинами та твердими кристалами [1]. На відміну від ізотропних рідин, РК мають далекий орієнтаційний порядок, що дозволяє їхнім молекулам вирівнюватися вздовж певних напрямків. Унікальне поєднання текучості та оптичної анізотропії надає РК виняткових оптичних та електрооптичних властивостей, що робить їх незамінними в різних технологічних застосуваннях. Можливість маніпулювати орієнтацією молекул РК за допомогою зовнішніх електричних, магнітних та світлових полів лежить в основі їх широкого використання в дисплейних технологіях та інших сферах [2].

Серед різних типів РК, широко досліджуються та застосовуються нематичні рідкі кристали (НРК), що характеризуються відсутністю позиційного впорядкування молекул. Висока електрооптична ефективність НРК закріпили їхню роль як фундаменту сучасних дисплейних технологій [3]. Попри значні досягнення у створенні та вдосконаленні пристроїв на основі РК, покращення їхніх функціональних властивостей залишається областю сучасних досліджень. Зокрема, активно досліджуються особливості орієнтаційних переходів у комірці НРК за наявності флексоелектричного ефекту, а також проковзування та фотонаведення легкої осі на підкладках [4–8].

У сучасній фотоніці та наноплазмоніці все більшої актуальності набувають методи динамічного керування оптичними властивостями структур, що використовуються для створення оптичних мікросхем, сенсорів, лазерних джерел випромінювання та інших високотехнологічних пристроїв [9–11]. Одним із перспективних шляхів такого керування є інкорпорування в досліджувані структури шарів НРК [12–14]. Завдяки високій

енергоефективності, можливості неперервного регулювання параметрів та сумісності з наноструктурами, НРК стали об'єктом інтенсивних досліджень, особливо у поєднанні з металічними та діелектричними наноструктурами.

Зокрема, інтенсивно досліджуються структури типу метал – НРК та метал – діелектрик – НРК, у яких шар НРК дозволяє керувати параметрами поширення поверхневого плазмонного поляритона [15,16]. Структури, що поєднують дзеркало Брегга та металевий шар дозволяють збуджувати на межі між металом та дзеркалом Брегга плазмони Тамма [17]. За присутності НРК, останні можуть бути модульовані шляхом переорієнтації директора РК, що дозволяє керувати умовами резонансу. Останнє особливо важливо через широке застосування Тамм-плазмонних структур для лазерної генерації [18,19].

Керування плазмонними резонансами впорядкованих масивів металевих наноструктур у комірці НРК відкриває нові перспективи для покращення кольорових характеристик сучасних дисплеїв [20] та створення динамічних метаматеріалів [21]. В якості наноструктур особливий інтерес у сучасних дослідженнях приділяється самовпорядкованим масивам сферичних наночастинок [22,23], а також мікроантенам Ягі-Уда, які знайшли широке застосування для створення ідеальних метаматеріальних поглиначів [24,25].

Таким чином, розвиток теорії контрольованих електро- та світлоіндукованих орієнтаційних переходів та впорядкування поля директора НРК є актуальною задачею з точки зору як фундаментальних досліджень НРК, так і з точки зору практичних застосувань останніх у плазмонних гібридних наноструктурах з метою керування їх оптичними та спектральними властивостями.

Зв'язок роботи з науковими програмами. Дисертаційна робота виконувалась на кафедрі теоретичної фізики в межах наукової теми 20БФ051-04 «Моделювання оптичних властивостей гібридних органічно-неорганічних плазмонних нано-структур для застосувань у біо- та нано-фотоніці»

(№ держреєстрації 0120U102174, 2020-2022р.), а також виконання завдань проєкту «Дослідницьке партнерство: застосування явищ теоретичної фізики до інженерних пристроїв і нових технологій» в рамках фінансування від Единбурзького університету – Фонду партнерства Київського національного університету імені Тараса Шевченка (наказ №292-32 від 12.05.2021 року).

Мета і завдання дослідження. *Метою* роботи є розвиток теорії та моделювання механізмів електро- і світлокерування оптичними та спектральними властивостями гібридних плазмонних наноструктур за допомогою НРК.

Для досягнення поставленої мети вирішувалися наступні *завдання* дослідження:

1. Дослідити електроіндуковану орієнтаційну нестійкість директора у планарній комірці флексоелектричного НРК за умови проковзування легкої осі на поверхні підкладки під впливом електричного поля.

2. Дослідити порогові світлоіндуковані орієнтаційні переходи в планарній комірці НРК з фоточутливою підкладкою, яка опромінюється падаючим світлом через шар нематика.

3. Вивчити особливості електроіндукованої орієнтаційної нестійкості поля директора в гомеотропній комірці флексоелектричного НРК.

4. Дослідити вплив зовнішнього електричного поля на величини параметрів поверхневого плазмонного поляритона в системі НРК – полімер – метал.

5. Дослідити особливості керування за допомогою НРК Тамм-плазмонними резонансами та лазерною генерацією в гібридній наноструктурі метал – НРК – діелектричне дзеркало Бреґґа.

6. Вивчити можливості керування плазмонними резонансами у гексагональному масиві сферичних металевих наночастинок диспергованих в НРК-матрицю.

7. Дослідити особливості електрокерування резонансними властивостями масивів мікроантен Ягі-Уда в комірці НРК.

Об'єктом дослідження є взаємодія гібридних плазмонних наноструктур із зовнішніми електромагнітними полями.

Предметом дослідження є оптичні та плазмонні властивості гібридних наноструктур з шаром НРК у зовнішньому електричному та/або світловому полі.

Методи дослідження. У дисертаційній роботі використовуються методи математичної та теоретичної фізики, зокрема, варіаційні методи, методи електродинаміки, статистичної фізики, методи теорії збурень, а також числові та аналітичні методи розв'язку диференціальних рівнянь та задач математичної фізики.

Наукова новизна отриманих результатів:

1. Розвинуто теорію електроіндукованої орієнтаційної нестійкості директора в планарній комірці флексоелектричного НРК за умови проковзування легкої осі на поверхні підкладки під впливом електричного поля. У рамках, запропонованої моделі впливу електричного поля на легку вісь, показано, що орієнтаційна нестійкість є пороговою, якщо вплив на рухому легку вісь електричного поля квадратичний по напруженості останнього і безпороговою у випадку лінійного впливу. Встановлено залежність величин порога та характерних часів ввімкнення/вимкнення системи від значень флексоелектричних коефіцієнтів НРК, енергій зчеплення рухомої легкої осі з НРК та підкладкою, а також величини параметра впливу електричного поля на легку вісь.
2. Вперше побудовано теорію порогової орієнтаційної нестійкості директора в планарній комірці НРК у полі світлового пучка, що опромінює фоточутливу підкладку через шар нематика. Встановлено, що при перевищенні інтенсивністю світла порогового

значення у комірці виникають автоколивання поля директора між кількома твіст конфігураціями. Величина порогової інтенсивності збільшується зі зменшенням значень товщини комірки, енергії зчеплення НРК з фоточутливою підкладкою та параметра взаємодії молекул фоточутливого покриття. Встановлено залежність періоду автоколивань, а також кількості станів, між якими відбуваються ці коливання, від значень коефіцієнтів дифузії і в'язкості НРК, енергії зчеплення НРК з фоточутливою підкладкою, параметра взаємодії молекул фоточутливого покриття.

3. Розвинуто теорію електроіндукованої орієнтаційної нестійкості директора в гомеотропній комірці флексоелектричного НРК. Вперше встановлено умови існування та параметри гістерезисів орієнтаційних переходів директора при зміні величини прикладеної напруги у залежності від значень пружних сталих НРК, флексоелектричних коефіцієнтів, енергії зчеплення нематика з підкладкою та кута переднахилу легкої осі. Показано, що збільшення абсолютного значення флексоелектричного коефіцієнта e_3 та зменшення величини $e_1 \text{sign}(e_3)$ призводять до звуження області значень пружних сталих та енергії зчеплення за яких спостерігаються два гістерезиси. Збільшення величини енергії зчеплення НРК з поверхнею звужує діапазон кутів переднахилу легкої осі при яких спостерігаються гістерезиси орієнтаційних переходів. За відсутності в НРК флексоелектричних властивостей та переднахилу легкої осі на поверхні встановлено аналітичні критерії існування гістерезисів орієнтаційних переходів директора.
4. Розвинуто теорію впливу електричного поля на характеристики поширення поверхневих плазмонних поляритонів (ППП) у системі метал – полімер – НРК. Показано, що величина ефективного показника заломлення ППП зростає зі збільшенням значення енергії

зчеплення НРК з поверхнею та зі зменшенням величин прикладеної напруги і довжини хвилі поляритона. Досліджено вплив значень параметрів полімерного шару та НРК, зокрема, флексоелектричних коефіцієнтів і переднахилу легкої осі, на величину ефективного показника заломлення ППП. Встановлено, що діапазон зміни значень ефективного показника заломлення розширюється зі зменшенням величин переднахилу легкої осі, товщини полімерного шару та зі збільшенням значення оптичної анізотропії НРК.

5. Розвинено теорію Тамм-плазмонних резонансів та лазерної генерації у гібридній наноструктурі метал – НРК – діелектричне дзеркало Бреґґа, керованій за допомогою НРК. Шляхом чисельного та аналітичного вирішення рівнянь електродинаміки досліджено вплив орієнтування шару НРК та наявності в об'ємі останнього невеликої концентрації молекул світлопоглинаючого барвника на спектри відбиття, пропускання та поглинання падаючого світла. Встановлено, що переорієнтація директора НРК з гомеотропного стану в планарний призводить до зміщення тамм-плазмонних піків у бік більших значень довжин хвиль порядку 100 нм зі збереженням розподілу їх інтенсивностей. Наявність барвника не змінює положення Тамм-плазмонних піків та відносного спектрального розподілу їх величин. У системі срібло – НРК – дзеркало Бреґґа досліджено особливості лазерної генерації за умови інверсної заселеності рівнів у середовищі НРК, легovanому світлопоглинаючим барвником. Отримано часові залежності імпульсів люмінесценції у випадках довгих імпульсів накачки різної потужності (нижче, поблизу та вище порога лазерної генерації). Встановлено, що збільшення потужності накачки призводить до зменшення тривалості імпульсів емісії. При перевищенні потужністю накачки порогового значення, лазерна емісія в системі

проявляється у вигляді серії коротких імпульсів, амплітуда яких монотонно зменшується з часом.

6. Вперше проведено теоретичне моделювання можливості керування плазмонними резонансами у гексагональному самовпорядкованому масиві золотих та срібних сферичних наночастинок диспергованих у НРК-матрицю шляхом зміни орієнтування нематика. Встановлено, що переорієнтація директора з гомеотропного стану в планарний у площині вектора поляризації падаючого світла призводить до збільшення резонансної довжини хвилі на 100 нм, а в площині перпендикулярній поляризації на 40 нм. Показано, що максимальне підсилення електричного поля падаючої світлової хвилі в ближній хвильовій зоні складає близько 18 для золотих частинок, та 40 для срібних.
7. Вперше проведено моделювання можливості електрокерування локалізованими плазмонними резонансами впорядкованих масивів мікроантен Ягі-Уда в середовищі НРК. Показано, що в межах електроіндукованого орієнтаційного переходу директора НРК між твіст і гомеотропним станами діапазони зміни величин коефіцієнтів відбиття та поглинання становлять близько 60 – 90% в області частот 7 – 12 ТГц.

Особистий внесок здобувача. Внесок здобувача у роботи [26–39], виконані у співавторстві, є наступним.

В роботах [26,34] здобувач брав на паритетній основі брав участь у побудові теорії планар-гомеотропної переорієнтації флексоелектричної комірки НРК, на поверхні якої легка вісь може проковзувати під впливом зовнішнього електричного поля. Аналітичні та чисельні розрахунки виконано на паритетній основі зі співавторами.

В роботах [27,32,33,35] на паритетній основі брав участь у побудові теорії впливу електроіндукованої орієнтаційної нестійкості гомеотропної

комірки НРК на характеристики поширення ППП в системі метал – полімерний шар – НРК з врахуванням ефектів скінченної енергії зчеплення, флексополяризації та переднахилу легкої осі. Аналітичні розрахунки виконано на паритетній основі зі співавторами, чисельні розрахунки виконано здобувачем особисто.

В роботах [28–30,37,38] на паритетній основі зі співавторами брав участь в аналізі впливу переорієнтації НРК на плазмонні резонанси в масивах сферичних наночастинок та мікроантен Ягі-Уда. Чисельні розрахунки виконано здобувачем особисто.

В роботах [31,36] здобувач на паритетній основі брав участь в аналізі впливу переорієнтації директора НРК на Тамм-плазмонні резонанси та лазерну генерацію у структурі дзеркало Бреґґа – НРК – метал. Аналітичні розрахунки виконано на паритетній основі зі співавторами, чисельні розрахунки виконано здобувачем особисто.

В роботі [39] здобувач на паритетній основі брав участь у розвиненні теорії світлоіндукованих орієнтаційних переходів у комірці НРК зі світлочутливою підкладкою. Аналітичні розрахунки виконано на паритетній основі зі співавторами, чисельні розрахунки виконано здобувачем особисто.

Здобувач брав активну участь в обговоренні та інтерпретації всіх отриманих результатів, а також в написанні та оформленні публікацій.

Практичне значення одержаних результатів. Результати можуть бути використані під час розробки нових та вдосконалення існуючих нанорозмірних пристроїв з покращеними характеристиками – хімічних та біологічних сенсорів, поляризаторів, підсилювачів, сповільнювачів, оптичних фільтрів, модуляторів, поглиначів, оптично бістабільних систем та лазерів на РК, а також при вивченні фундаментальних аспектів взаємодії хвиль у розвинених різного роду гібридних плазмонно-рідкокристалічних структурах.

Наукові публікації. Основні результати дисертації було опубліковано в 7 наукових статтях [26–32] та в матеріалах 7 міжнародних наукових конференцій [33–39].

Апробація матеріалів дисертації. Основні результати дисертації було представлено на міжнародних наукових конференціях: 10th jubilee International Conference "Nanotechnologies and Nanomaterials NANO-2022" (2022, Львів, Україна) [33]; International Symposium on Dielectric Materials and Applications ISyDMA'7 (2022, Познань, Польща) [34,35]; SPIE Photonic Europe: Liquid Crystals Optics and Photonic Devices (2024, Страсбург, Франція) [36,37]; 29th International Liquid Crystal Conference ILCC 2024 (2024, Ріо-де-Жанейро, Бразилія) [38]; The 4th International Online Conference on Crystals IOCC 2024 (2024, Онлайн/Базель, Швейцарія) [39].

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу, п'яти оригінальних розділів, висновків, списку використаних джерел та додатку. Загальний обсяг роботи становить 215 сторінок. Дисертація містить 61 рисунок та один додаток. Список літератури містить 280 найменувань.

РОЗДІЛ 1. НЕМАТИЧНІ РІДКІ КРИСТАЛИ ТА ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ

1.1 Орієнтаційні переходи в НРК

Рідкий кристал (РК) – проміжна термодинамічна фаза (мезофаза) між твердою та рідкою фазами, що властива певним органічним речовинам, при якій речовина має властивості характерні як для рідини, так і для кристалічного твердого тіла [1,2]. Зокрема, рідким кристалам одночасно притаманні текучість, анізотропія діелектричних та оптичних властивостей, а також наявність дальнього орієнтаційного порядку. Останній проявляється в орієнтації молекул РК вздовж переважного напрямку (який описують одиничним вектором – директором), тоді як їхні центри мас не формують періодичної кристалічної ґратки, що відрізняє мезофазу від тривимірного кристалічного стану з дальнім позиційним порядком.

За способом утворення рідкі кристали поділяють на ліотропні та термотропні. Ліотропні рідкі кристали перебувають у мезофазі за певних концентрацій мезогену в розчиннику, тоді як термотропні рідкі кристали утворюють мезофазу в певному температурному діапазоні. За ступенем впорядкованості термотропні рідкокристалічні фази поділяють на нематичні, смектичні, холестеричні та інші. Нематичні рідкі кристали (НРК) формують найпростішу мезофазу, яка характеризується відсутністю позиційного впорядкування та наявністю дальнього орієнтаційного порядку молекул. Холестеричні рідкі кристали, або хіральної нематичні рідкі кристали, завдяки хіральності своїх молекул утворюють характерну закручену спіральну структуру. Смектичні рідкі кристали є найбільш впорядкованою мезофазою та мають шарувату структуру. Завдяки унікальним властивостям мезофазу, рідкі кристали, зокрема нематичні, знайшли широке практичне застосування у фізиці, медицині та промисловості [3,40].

Використання комірок НРК у динамічних оптичних пристроях, зокрема у дисплеях та адаптивних оптичних системах, переважно базується на їхніх унікальних електро- та магнітооптичних властивостях: здатності до переорієнтації директора під впливом зовнішніх електричного, магнітного або світлового полів, що супроводжується зміною діелектричних та оптичних властивостей НРК [1,41–43]. Зокрема, у сталому електричному полі молекули НРК орієнтуються вздовж або перпендикулярно до напрямку прикладеного поля залежно від знаку діелектричної анізотропії. Це дозволяє створювати електроіндуковані орієнтаційні переходи поля директора в комірці шляхом прикладання до підкладок останньої різниці потенціалів. Аналогічно, у магнітному полі орієнтація молекул визначається знаком діамагнітної анізотропії, що призводить до магнітоіндукованих переходів директора. У світловому полі молекули НРК завдяки оптичній анізотропії орієнтуються вздовж вектора поляризації світлової хвилі, що дозволяє створювати світлоіндуковані орієнтаційні переходи поля директора. Таким чином, змінюючи орієнтаційне впорядкування НРК у зовнішніх електричному, магнітному або світловому полях [44–49], можна динамічно та неінвазивно керувати оптичними властивостями комірки НРК.

Електро- та світлоіндуковані орієнтаційні переходи в комірці НРК у деяких випадках можуть супроводжуватись одним або кількома гістерезисами залежності поля директора від прикладеної напруги [50] та інтенсивності світлової хвилі [48,51,52], відповідно. Останні проявляються в існуванні діапазонів напруг чи інтенсивностей світлової хвилі, за яких можливі два (бістабільність, [51,53–55]) або більше (мультистабільність [56,57]) стійких стани поля директора. При цьому реалізація конкретного стану залежить від попередніх станів, через які проходила система.

Зазначені особливості орієнтаційних переходів поля директора в комірці НРК розширюють перспективи для застосування систем на основі НРК для створення бістабільних дисплеїв, оптичних затворів, рідкокристалічних лінз

тощо. Включення шару НРК в різноманітні оптичні системи знайшло широке застосування для забезпечення динамічного керування оптичними властивостями фотонних кристалів [10,58], хвилеводів [59] та інших застосувань.

У випадку суттєвої асиметрії молекул НРК важливу роль у взаємодії останнього з електричним полем відіграє флексоелектричний ефект [1,2,60,61]. Ефект флексополяризації полягає у виникненні електричної поляризації при деформаціях поля директора НРК. Мікроскопічною причиною флексоелектричного ефекту є утворення упорядкованої структури власних дипольних моментів молекул НРК при деформаціях (Рис. 1.1).

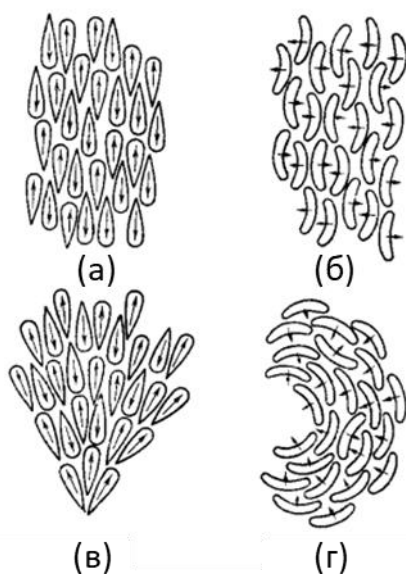


Рис. 1.1. Мікроскопічний механізм утворення флексоелектричної поляризації при поперечних (а, в) та повздовжніх (б, г) деформаціях поля директора НРК [62].

Флексоелектричний ефект може суттєво впливати на характеристики електроіндукованих орієнтаційних переходів, зокрема на значення порогових напруг та динаміку переорієнтації поля директора [26,34,63]. Зокрема, у [63]

показано, що використання флексоелектричного НРК може приводити до зменшення порогової напруги електроіндукованого переходу Фредерікса, що призводить покращення енергоефективності дисплею шляхом зменшення керуючої напруги. Детальне вивчення впливу флексополяризації в комірках НРК різної конфігурації є особливо важливим через можливість посилення або послаблення флексоелектричних властивостей НРК шляхом додавання до нього спеціальних домішок [4].

1.2 Вплив обмежуючих поверхонь

Орієнтаційне впорядкуванням НРК суттєво залежить від умов для директора на обмежуючих поверхнях комірки [26,64,65]. Завдяки взаємодії молекул НРК між собою, вплив поверхні поширюється в об'єм комірки НРК, створюючи в ній певне орієнтаційне впорядкування [66–70]. У більшості рідкокристалічних приладів рідкий кристал поміщується між двома плоскими підкладками, створюючи таким чином плоскопаралельну комірку. Якщо на поверхні комірки створено орієнтаційну анізотропію, то існує напрямок найбільш енергетично вигідного орієнтування директора на поверхні, що називається віссю легкого орієнтування директора (легкою віссю). Взаємодію рідкого кристалу з підкладками здебільшого описують величиною енергії зчеплення та напрямком легкої осі.

Поширеним методом створення орієнтування на поверхні комірки НРК є механічне натирання підкладки, що призводить до орієнтування молекул рідкого кристалу на поверхні вздовж напрямку натирання. Також широко використовується метод хімічного орієнтування шляхом адсорбції на поверхню підкладки шару полімерного орієнтату, в якому довгі осі молекул орієнтату задають напрямок легкого орієнтування директора.

Для запобігання утворенню дефектів та неплоских деформацій поля директора [71–73] на обмежуючих поверхнях комірки НРК часто створюють умови для переднахилу директора [74,75]. Переднахил допомагає забезпечити більш плавне керування оптичними властивостями комірки НРК, а також дозволяє створити оптичні елементи на основі неоднорідності кута переднахилу такі як ґратки та лінзи [76].

Широкого застосування у ролі підкладок також зазнали спеціальні полімерні плівки, які допускають можливість фотоорієнтації, тобто наведення легкої осі при взаємодії зі змінним електромагнітним або сталим електричним або магнітним полями [77–79], що дозволяє досягти керованого

безконтактного орієнтування директора на підкладках. Це дозволяє орієнтувати рідкі кристали навіть у механічно недоступних місцях. Метод фотоорієнтації також використовують у комбінації з іншими методами орієнтування директора на підкладках [80,81]. Переорієнтування директора та легкої осі спостерігалось під впливом сталого магнітного [82,83] та електричного [84] полів, а також при опроміненні поляризованим світлом [85].

За певних умов характерний час орієнтаційної перебудови директора НРК на обмежуючій поверхні може суттєво перевищувати час переорієнтації поля директора в об'ємі комірки. Це може бути пов'язано з проковзуванням першого моношару НРК на поверхні підкладки [86,87] та з можливістю осі легкого орієнтування директора змінювати свою орієнтацію в зовнішніх електричному або магнітному полях [49,69].

Характер взаємодії сталого електричного, магнітного, та світлового полів з легкою віссю суттєво впливає на орієнтаційні переходи в комірці НРК. Проковзування легкої осі може бути обумовлене взаємодією еластичних частинам молекул полімерного орієнтату [82,83,88–90], а також з адсорбованого шару молекул НРК на поверхні полімерної підкладки [84,85,91–94] з зовнішніми електричним або магнітним полями. Проковзування легкої осі також можливе за відсутності зовнішніх полів під дією виключно моменту механічних сил [95].

Переорієнтування легкої осі на поверхні полімерної підкладки в зовнішньому сталому електричному полі може відбуватись завдяки взаємодії з електричним полем власних або наведених цим полем дипольних моментів еластичних частин полімерних молекул орієнтату [96,97]. При цьому вплив електричного поля на легку вісь є лінійним або квадратичним по напруженості поля, відповідно. У роботах [69,98] та [49,99] було досліджено переорієнтацію під дією сталого електричного поля гомеотропної комірки у планарну та переорієнтацію між двома планарними станами, відповідно, під дією сталого зовнішнього електричного поля та показано, що характер орієнтаційної

нестійкості залежить від знаку діелектричної анізотропії НРК та від характеру впливу електричного поля на легку вісь. Зокрема, при планар-планарній переорієнтації директора в комірці НРК у сталому зовнішньому електричному полі було встановлено, що орієнтаційний перехід є пороговим у випадку квадратичного впливу електричного поля на вісь легкого орієнтування директора і безпороговим за лінійного впливу.

1.3 Поверхневі плазмонні поляритони в комірці НРК

На межі розділу метал – діелектрик за певних умов [9,100–102] можуть збуджуватися біжучі поверхневі електромагнітні хвилі – поверхневі плазмонні поляритони (ППП) [103]. Завдяки високій чутливості до діелектричних властивостей системи, ППП знайшли широке використання у різного роду сенсорах [104], детекторах окремих макромолекул [105–107], метаматеріалах з від’ємним показником заломлення [108], суперлінзах [109], субхвильовій фотолітографії [110], а також у нелінійних ефектах, таких як генерація другої [111] та третьої [112,113] гармонік, поверхнєве посилення комбінаційного розсіяння [114] тощо.

Рідкі кристали, зокрема нематичні, широко використовуються для динамічного керування характеристиками плазмонних структур [12,103,115–117]. Керування показником заломлення та максимумами поглинання ППП за допомогою нематичних та смектичних РК досліджувалось у роботах [9,118,119], де було встановлено відгук ефективного показника заломлення та відповідних максимумів поглинання ППП на переорієнтацію РК під впливом зовнішнього електричного поля. У роботі [117] досліджено вплив переорієнтації РК на хвильовий вектор ППП. В роботах [115,116] ППП було використано для вимірювання кута директора поблизу поверхні підкладки рідкокристалічної комірки. Рідкокристалічні системи знайшли практичне застосування у керуванні дисперсією ППП [120], зокрема для забезпечення контрольованого коефіцієнту пропускання ґраток [121], спектру відбивання [122], селективного поглинання [123], створення динамічних фільтрів [124], світлових модуляторів [125] тощо.

Нематичні РК та ППП знайшли вдале поєднання у тришаровій структурі НРК – полімерний шар – метал. Зазначена структура дозволяє керувати характеристиками ППП (зокрема, ефективним показником заломлення) за допомогою переорієнтації НРК шляхом прикладання зовнішніх

полів [15,16,126,127]. Зокрема, в роботі [15] запропоновано метод теоретичного дослідження поширення ППП на поверхні гібридної комірки НРК, що полягає у застосуванні теорії збурень для врахування неоднорідності та анізотропії НРК. Результиуючі наближені аналітичні вирази для ефективного показника заломлення ППП узгоджуються як з точними чисельними розрахунками, так і з експериментальними даними.

1.4 Плазмон-поляритони Тамма в комірці НРК

Локалізовані електромагнітні моди, що виникають на межі розділу між металом і дзеркалом Брегга з періодичним профілем показника заломлення – плазмон-поляритони Тамма (ППТ) – стали предметом активних досліджень через їх унікальні оптичні властивості [128–134]. ППТ зобов'язані своїм існуванням поєднанню від'ємної діелектричної проникності металу та наявності фотонної забороненої зони в дзеркалі Брегга. На відміну від звичайних поверхневих плазмон-поляритонів [9], збудження ППТ не вимагає наявності призми або періодичної ґратки. В експериментах ППТ проявляються як вузькі провали та піки в оптичних спектрах відбиття та пропускання, відповідно, локалізовані в межах фотонної забороненої зони дзеркала Брегга.

Здатність РК легко змінювати орієнтаційне впорядкування мезофази, а отже, і оптичні властивості під впливом зовнішніх електричних, магнітних і світлових полів відкриває широкі можливості для керування характеристиками Тамм-плазмонних структур [13,17,135–137]. При цьому керуючий шар РК зазвичай розміщується між металом і дзеркалом Брегга, забезпечуючи додаткові ступені впливу на характеристики ППТ [138,139]. Також активно досліджуються Тамм-плазмонні структури, де холестеричний рідкий кристал використовується в якості дзеркала Брегга через бреггівське відбиття циркулярно поляризованого світла при співпадінні напрямку поляризації та осі холестеричної спіралі [140–144].

Для покращення оптичних характеристик ППТ і забезпечення додаткових ступенів впливу на них замість дзеркала Брегга з прямокутним профілем також використовують гофровані фільтри з плавним періодичним профілем показника заломлення [145–149]. Завдяки можливості динамічного керування характеристиками ППТ, останні знайшли застосування у датчиках [150–154], оптичних перемикачах і фільтрах [136,155,156], а також у

селективних випромінювачах [157–159]. Тамм-плазмонні структури знайшли широке застосування також для лазерної генерації через підсилення та локалізацію електромагнітних мод на межі розділу дзеркало Бреґґа – метал, де дзеркало Бреґґа та металевий шар виконують роль напівпрозорих дзеркал резонатора [18,19,160–162].

Застосування РК у лазерних системах дозволяє змінювати властивості резонатора, зазвичай утвореного дзеркалами або розподіленими рефлекторами Бреґґа. Це дозволяє динамічно налаштовувати поляризацію та довжину хвилі лазерного випромінювання, незрівнянну з можливостями типових напівпровідникових або газових лазерів. Така адаптивність досягається за допомогою прикладання напруги [163,164], опромінення світловою хвилею [165], регулювання температури [144] або створення механічних деформацій [166]. Нематичні РК виявились особливо ефективними для динамічного налаштування лазерного випромінювання в резонаторах Фабрі-Перо [14,167]. Діапазон керування довжиною хвилі лазера за допомогою переорієнтації директора НРК в електричному полі досягає 30 нм [168], тоді як термооптичне керування дозволяє змінювати довжину хвилі лазера в межах 2 – 3 нм [169].

Рідкі кристали, леговані флуоресцентними барвниками, можуть виступати активним середовищем для лазерів [170]. Леговані барвниками холестеричні рідкі кристали із властивою їм структурою одновимірних фотонних кристалів широко використовуються як активне середовище [143,171–174], а також для забезпечення керування довжиною хвилі лазера в межах 300 нм [144]. Використання легованих барвниками НРК у лазерних системах на основі дзеркала Бреґґа [175] також виявилось перспективним способом досягнення динамічного керування довжиною хвилі лазерної генерації [176].

1.5 Плазмонні метаматеріали в комірці НРК

Метаматеріали стали областю активних досліджень у сучасній фізиці завдяки своїм унікальним оптичним властивостям [11,177–183]. Метаматеріали відрізняються від звичайних матеріалів тим, що їх оптичні властивості визначаються насамперед структурою (а не матеріалом) складових компонент [184–190]. Розташування плазмонних наночастинок у періодичні масиви може призводити до дифракційного підсилення локалізованих плазмонних резонансів окремих наночастинок і появи поверхневих ґраткових резонансів. Останні характеризуються сильнішим підсиленням локального електромагнітного поля та вужчими резонансними піками в оптичних спектрах порівняно з локалізованими плазмонними резонансами на окремих наночастинках [191,192].

Масиви плазмонних наноструктур мають широке застосування у сучасній фізиці та промисловості, зокрема їх використовують для підвищення ефективності сонячних панелей [193–195], у фотокаталітичних [196,197] і фототермічних [198,199] процесах. Завдяки підсиленню ближнього поля, масиви наноструктур використовують у спектроскопічних методах, зокрема у підсиленій поверхнею раманівській спектроскопії [200–202] і флуоресценції [203,204], підсиленому поверхнею поглинанні [205,206], а також у фотоемісії та фотодетектуванні [207].

Виготовлення масивів наночастинок вимагає високої точності процесів виготовлення зразків. Через це останнім часом активно досліджуються методи створення самовпорядкованих періодичних масивів плазмонних наноструктур [23,208–210]. При цьому можна створювати масиви з наперед заданою структурою, міжчастинковою відстанню та кількістю шарів [211], а також оптичними властивостями, адаптованими для конкретних застосувань [212,213], в тому числі сенсорних [214,215].

Резонансні характеристики масивів плазмонних наночастинок є чутливими до локальної діелектричної проникності структури [216–218]. Завдяки цьому РК ідеально підходять для керування плазмонними резонансами шляхом переорієнтації директора у зовнішньому електричному полі. Рідкокристалічні системи були успішно застосовані для активної модуляції резонансів у металевих наноструктурах, включаючи окремі наночастинки [219–221], тонкі металеві плівки [122,123,222], масиви металевих отворів [121,223], метаповерхні [224–232] та масиви металевих наночастинок [21,233–236]. Діапазони керування довжиною хвилі резонансу внаслідок переорієнтації директора РК зазвичай становить 10 – 100 нм і суттєво залежать від конкретної досліджуваної структури. Зокрема у роботі [236] при було досліджено керування плазмонним резонансом у двовимірних масивах золотих циліндрів за допомогою рідкокристалічної суміші E7, для якої було досягнуто діапазону керування довжиною хвилі резонансу у 24 нм.

В роботі [234] одновимірний масив металевих сферичних наночастинок було досліджено аналітично, і показано, що діапазон керування плазмонним резонансом у такій структурі складає 100 нм. Цей діапазон регулювання можна потенційно збільшити, використовуючи рідкі кристали з високим подвійним променезаломленням [237,238] через лінійну залежність діапазону керування від величини подвійного променезаломлення.

Серед метаматеріалів значну увагу привертають ідеальні метаматеріальні поглиначі [239–241]. Останні можуть охоплювати різні спектральні діапазони – від мікрохвильового до видимого [242–246]. Особливо активно досліджуються структури, що складаються з кількох паралельних елементів – антени Ягі-Уда. Ці структури відомі своїми резонансними властивостями та направленістю, завдяки чому в таких структурах було досягнуто майже ідеальне поглинання на певних довжинах хвиль [24,247]. Антени Ягі-Уда широко використовуються у сучасних засобах

зв'язку, а також у таких сферах, як подолання електромагнітних перешкод та стелс-технології. Зокрема, в роботі [25] було представлено дизайн багатосмугового ідеального метаматеріального поглинача на основі двовимірного масиву антен Ягі-Уда, що працює в мікрохвильовому спектральному діапазоні. Зазначений поглинач має три максимуми коефіцієнта поглинання в гігагерцовому діапазоні, просторово локалізованих на різних ланках антени з амплітудою коефіцієнта поглинання близько 99%.

Інтеграція РК у метаматеріали значно розширює їх функціональні можливості [248–250]. Зокрема, переорієнтація РК шляхом прикладання зовнішніх електричного, магнітного або світлового полів успішно використовується для безконтактного керування резонансними властивостями метаматеріалів в реальному часі [251–253], що робить перспективним дослідження можливостей динамічного керування характеристиками масивів антен Ягі-Уда шляхом включення структуру шару РК.

РОЗДІЛ 2. ОРІЄНТАЦІЙНА НЕСТІЙКІСТЬ ПОЛЯ ДИРЕКТОРА НРК У ЗОВНІШНІХ ПОЛЯХ

Дослідження особливостей електроіндукованої орієнтаційної нестійкості комірок НРК, в яких умова для директора на одній з підкладок може змінюватися під впливом зовнішнього електричного або світлового полів, дозволяє поглибити розуміння механізмів керування оптичними властивостями таких систем. У підрозділі 2.1 представлено результати теоретичного дослідження електроіндукованої орієнтаційної нестійкості планарної флексоелектричної комірки НРК за умови, що вісь легкого орієнтування директора на одній із підкладок може змінювати свою орієнтацію завдяки взаємодії з електричним полем [26,34]. У підрозділі 2.2 представлено результати теоретичного дослідження орієнтаційної нестійкості та встановлення автоколиваний поля директора у планарній комірці НРК, на підкладці якої вісь легкого орієнтування директора може наводитись полем світлової хвилі [39].

2.1 Орієнтаційна нестійкість поля директора в планарній комірці флексоелектричного НРК

2.1.1 Вільна енергія комірки НРК

В рамках дослідження орієнтаційної нестійкості поля директора у планарній флексоелектричній комірці НРК було розглянуто плоскопаралельну комірку НРК, обмежену площинами $z = 0$ та $z = L$, з початковою однорідною планарною орієнтацією директора вздовж осі Ox (Рис. 2.1) [26,34]. Комірка знаходиться у постійному однорідному зовнішньому електричному полі, що направлене вздовж осі Oz : $\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$. Зчеплення на підкладці $z = L$ задається питомою енергією зчеплення W та вектором \mathbf{e} – віссю легкого орієнтування директора (легкою віссю). Легка вісь може проковзувати, тобто змінювати свій напрямок під впливом зовнішнього електричного поля. На підкладці $z = 0$ задана умова жорсткого зчеплення ($W \rightarrow +\infty$) директора з легкою віссю \mathbf{e}_0 напрямленою вздовж осі Ox .

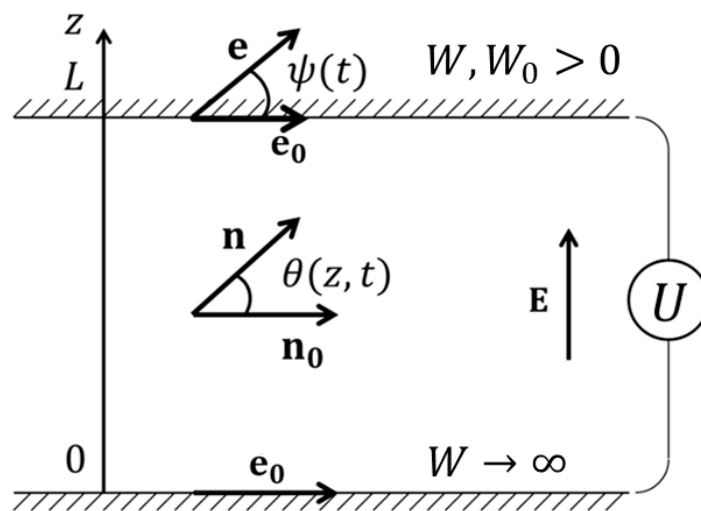


Рис. 2.1. Геометрія задачі.

Вільна енергія F комірки НРК має форму [2,62,254]:

$$F = F_{el} + F_E + F_{FE} + F_S + F_{SE}, \quad (2.1)$$

$$F_{el} = \frac{1}{2} \int_V \left\{ K_1 (\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + K_3 [\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n}]^2 \right\} dV, \quad (2.2)$$

$$F_E = -\frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{E} \hat{\epsilon} \mathbf{E} dV, \quad (2.3)$$

$$F_{FE} = -\int_V \mathbf{P} \mathbf{E} dV, \quad (2.4)$$

$$F_S = -\frac{W}{2} \int_S (\mathbf{e}\mathbf{n})^2 dS - \frac{W_0}{2} \int_S (\mathbf{e}\mathbf{e}_0)^2 dS, \quad (2.5)$$

$$F_{SE} = -\frac{\alpha_m}{m} \int_S (\mathbf{e}\mathbf{E})^m dS. \quad (2.6)$$

Тут F_{el} – енергія пружних деформацій НРК, F_E – енергія анізотропної взаємодії нематика з електричним полем, F_{FE} – енергія взаємодії нематика з електричним полем через флексоелектричний ефект, F_S та F_{SE} – доданки, що описують вільну енергію взаємодії НРК з поверхнею $z = L$ у формі потенціалу Рапіні [255], а також енергію взаємодії осі легкого орієнтування директора з електричним полем. Коефіцієнти K_1 , K_2 та K_3 – сталі пружних деформацій НРК, \mathbf{n} – директор, \mathbf{E} – вектор напруженості локального електричного поля, $\hat{\epsilon} = \epsilon_{\perp} \hat{\mathbf{1}} + \epsilon_a \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}$ – тензор статичної діелектричної проникності НРК, $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} > 0$ – діелектрична анізотропія НРК, $\mathbf{P} = e_1 (\mathbf{n} \cdot \operatorname{div} \mathbf{n}) - e_3 [\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n}]$ – вектор флексоелектричної поляризації, e_1 , e_3 – флексоелектричні коефіцієнти НРК, W – енергія зчеплення НРК з підкладкою $z = L$, W_0 – питома

енергія зчеплення легкої осі з поверхнею $z = L$, \mathbf{e} – вектор легкого орієнтування директора, $\mathbf{e}_0 = (1, 0, 0)$ – вектор рівноважного орієнтування легкої осі \mathbf{e} , α_m – коефіцієнт взаємодії осі легкого орієнтування директора з електричним полем, m – параметр, що описує тип взаємодії легкої осі з електричним полем залежно від наявності власного ($m = 1$) або індукованого ($m = 2$) дипольних моментів молекул орієнтату [49,69,97,99].

Було розглянуто плоскі деформації директора [89,90]. Декартова система координат обрана таким чином, щоб деформації відбувались у площині xOz . Директор та легка вісь задаються кутами $\theta(z, t)$ та $\psi(t)$ відхилення від початкового орієнтування вздовж осі Ox :

$$\mathbf{n} = (\cos \theta, 0, \sin \theta), \quad \mathbf{e} = (\cos \psi, 0, \sin \psi). \quad (2.7)$$

Підставляючи (2.7) у (2.1 – 2.6), одержано вираз для вільної енергії, що припадає на одиницю площі комірки НРК:

$$F = \frac{1}{2} \int_0^L (K_1 \cos^2 \theta + K_3 \sin^2 \theta) \theta_z'^2 dz - \frac{e_1 + e_3}{2} \int_0^L E_z \sin(2\theta) \theta_z' dz - \\ - \frac{1}{8\pi} \int_0^L \epsilon_{zz} E_z^2 dz - \frac{W}{2} \cos^2(\theta_L - \psi) - \frac{W_0}{2} \cos^2 \psi - \frac{\alpha}{m} E_{zL}^m \sin^m \psi \quad (2.8)$$

Рівноважний розподіл директора та легкої осі знайдено шляхом мінімізації вільної енергії узгоджено з рівняннями електростатики для об'єму НРК за відсутності вільних носіїв заряду: $\operatorname{div} \mathbf{D} = 0$, $\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$. Проінтегровані рівняння електростатики визначають зв'язок між електричним полем, індукцією та потенціалом:

$$E_z = \frac{D_z - 2\pi(e_1 + e_3) \sin(2\theta) \theta_z'}{\epsilon_{zz}}, \quad D_z = \text{const}, \quad (2.9)$$

$$V = D_z \int_0^L \frac{1}{\epsilon_{zz}} dz - \frac{2\pi(e_1 + e_3)}{\epsilon_a} \ln \left[1 + \frac{\epsilon_a}{\epsilon_{\perp}} \sin^2 \theta_L \right], \quad V = \int_0^L E_z dz. \quad (2.10)$$

Мінімізуючи вільну енергію (2.8) та використовуючи співвідношення (2.9), отримано рівняння, що описують розподіл директора у об'ємі комірки НРК:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2}(K_3 - K_1) \sin(2\theta) \theta_z'^2 - (K_1 \cos^2 \theta + K_3 \sin^2 \theta) \theta_{zz}'' - \frac{\epsilon_a \sin(2\theta) D_z^2}{8\pi\epsilon_{zz}^2} + \\ & + \frac{\pi e^2 \epsilon_a \sin^3(2\theta) \theta'^2}{2\epsilon_{zz}^2} - \frac{\pi e^2 \sin(4\theta) \theta_z'^2}{\epsilon_{zz}} - \frac{\pi e^2 \sin^2(2\theta) \theta_{zz}''}{\epsilon_{zz}} = -\eta_v \theta_t', \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$(K_1 \cos^2 \theta_L + K_3 \sin^2 \theta_L) \theta_L' - \frac{e}{2} E_L \sin(2\theta_L) + \frac{W}{2} \sin(2\theta_L - 2\psi) = 0, \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} & -\frac{W}{2} \sin(2\theta_L - 2\psi) + \frac{W_0}{2} \sin(2\psi) - \\ & - \begin{cases} \alpha_1 E_L \cos \psi & \text{при } m = 1 \\ \frac{\alpha_2}{2} E_L^2 \sin(2\psi) & \text{при } m = 2 \end{cases} = -\eta_s \psi_t', \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\theta_0 = 0, \quad (2.14)$$

де доданки у правій частині рівнянь (2.11) та (2.13) враховують часову динаміку кутів директора та легкої осі, відповідно [2,44,84], $e = e_1 + e_3$, η_v – коефіцієнт об'ємної в'язкості нематика, η_s – коефіцієнт в'язкості легкої осі на підкладці $z = L$, θ_0 – кут директора на поверхні $z = 0$, θ_L – кут директора на поверхні $z = L$, $\theta_L' = \theta_z' \big|_{z=L}$. Система рівнянь (2.11 – 2.14) з початковими

умовами $\theta|_{t=0} = 0$, $\psi|_{t=0} = 0$, задає еволюцію кутів $\theta(z, t)$ та $\psi(t)$ при ввімкненні електричного поля.

2.1.2 Лінійний по напруженості вплив електричного поля на легку вісь

Еластичні частини молекул верхньої полімерної підкладки можуть мати власні або наведені дипольні моменти. Напрямок переважної орієнтації останніх було прийнято за напрямок осі \mathbf{e} легкого орієнтування директора на поверхні $z = L$. У випадку, коли молекули полімерної підкладки мають власний дипольний момент, внесок у поверхневу вільну енергію НРК від взаємодії рухомої легкої осі \mathbf{e} з електричним полем \mathbf{E} є лінійний по напруженості останнього (у виразі 2.13 параметр $m = 1$) [69,70,99]. Слід зазначити, що коефіцієнт α в F_{SE} має зміст величини поляризації одиниці площі поверхні. В лінійному наближенні по кутах $\theta(z, t)$ та $\psi(t)$ система (2.11 – 2.14) враховуючи (2.10) має вигляд:

$$\theta''_{\zeta\zeta}(\zeta, \tau) + u^2\theta(\zeta, \tau) = \theta'_\tau(\zeta, \tau), \quad (2.15)$$

$$\theta(0, \tau) = 0, \quad (2.16)$$

$$\theta'_\zeta(1, \tau) - \tilde{e}u\theta(1, \tau) + w(\theta(1, \tau) - \psi(\tau)) = 0, \quad (2.17)$$

$$w(\theta(1, \tau) - \psi(\tau)) - w_0\psi(\tau) + \tilde{\alpha}u = \gamma\psi'_\tau(\tau), \quad (2.18)$$

$$\theta(\zeta, 0) = 0, \quad (2.19)$$

$$\psi(0) = 0, \quad (2.20)$$

де $\zeta = z/L$ – безрозмірна координата, $\zeta \in [0, 1]$, $\tau = t K_1/\eta_v L^2$ – безрозмірний час, $u = \pi U/U_\infty^{th}$ – безрозмірна напруга, $U_\infty^{th} = \pi\sqrt{4\pi K_1/\epsilon_a}$ – порогова напруга переходу Фредерікса для випадку жорсткого зчеплення ($W = \infty$) за відсутності проковзування легкої осі та флексополяризації [2,62], $\tilde{e} = (e_1 + e_3)\sqrt{4\pi/\epsilon_a K_1}$ – безрозмірний флексоелектричний коефіцієнт, $w = WL/K_1$ та $w_0 = W_0L/K_1$ – безрозмірні енергії зчеплення, $\tilde{\alpha} = \alpha\sqrt{4\pi/\epsilon_a K_1}$ – безрозмірний коефіцієнт взаємодії легкої осі з електричним полем, $\gamma = \eta_s/\eta_v L$

– відносний коефіцієнт в'язкості. Оскільки межева умова (2.18) є неоднорідною через доданок $\tilde{\alpha}u$, орієнтаційна нестійкість директора є безпороговою, тобто довільної величини прикладеної напруги достатньо щоб вивести поле директора з початкової планарної орієнтації.

Виражаючи $\theta'_\zeta(1, \tau)$ через $\psi(\tau)$ та $\psi'_\tau(\tau)$ з рівнянь (2.17) та (2.18), отримуємо:

$$\theta'_\tau(1, \tau) + g(\tau) = 0, \quad (2.21)$$

$$g(\tau) = \left(1 - \frac{\tilde{\epsilon}u}{w}\right) (\gamma\psi'_\tau - \tilde{\alpha}u + w_0\psi) - \tilde{\epsilon}u\psi'_\tau. \quad (2.22)$$

Наступним кроком задача зводиться до однорідної шляхом введення функції $f(\zeta, \tau)$ [49,99]:

$$f(\zeta, \tau) = \theta(\zeta, \tau) + \zeta g(\tau), \quad (2.23)$$

$$f(0, \tau) = 0, \quad (2.24)$$

$$f'_\zeta(1, \tau) = 0. \quad (2.25)$$

Підставивши (2.23) у об'ємне рівняння (2.15), отримуємо однорідну задачу, що допускає пряме застосування методу розділення змінних:

$$\begin{cases} f''_{\zeta\zeta} + u^2 f = f'_\tau - \zeta \{g'_\tau - u^2 g\}, \\ f(0, \tau) = 0, \\ f'_\zeta(1, \tau) = 0. \end{cases} \quad (2.26)$$

Представимо розв'язок у вигляді розкладу за власними функціями просторової частини задачі (2.26):

$$f(\zeta, \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(\tau) \sin \left[\pi \left(n + \frac{1}{2} \right) \zeta \right]. \quad (2.27)$$

Підставляючи розклад (2.27) у рівняння (2.26) та використовуючи лінійну незалежність функцій $\sin[\pi(n + 1/2)\zeta]$, отримуємо рівняння на коефіцієнти f_n :

$$f_n(\tau) \left[u^2 - \pi^2 \left(n + \frac{1}{2} \right)^2 \right] = f_n'(\tau) - \frac{2(-1)^n}{\pi^2 \left(n + \frac{1}{2} \right)^2} \{ g'(\tau) - u^2 g(\tau) \}. \quad (2.28)$$

Оскільки переорієнтація директора є безпороговою, було детальніше розглянуто втрату стійкості планарного стану директора за малих напруг ($U \ll U_\infty^{th}$). В такому випадку внесок вищих гармонік в (2.27) є малим і ними можна знехтувати:

$$f \approx f_0(\tau) \sin\left(\frac{\pi\zeta}{2}\right), \quad (2.29)$$

$$f_0(\tau) = g(\tau) + \psi(\tau) + \frac{\gamma\psi(\tau) - \tilde{\alpha}u}{w}. \quad (2.30)$$

Підставляючи (2.29 – 2.30) у (2.28) при $n = 0$, отримаємо рівняння для еволюції кута $\psi(\tau)$:

$$a\psi'' + b\psi' + c\psi = d, \quad (2.31)$$

$$\psi(0) = 0, \quad (2.32)$$

$$\psi'(0) = \frac{\tilde{\alpha}u}{\gamma}, \quad (2.33)$$

де

$$a = 4\gamma \left[\pi^2 + (\pi^2 - 8)(w - \tilde{\epsilon}u) \right],$$

$$b = \gamma \left[\pi^4(w - \tilde{\epsilon}u + 1) + 4\pi^2 \left((\tilde{\epsilon}u - w - 1) \left(u^2 - \frac{w_0}{\gamma} \right) - \frac{w(\tilde{\epsilon}u - 1)}{\gamma} \right) - 32 \left(u^2(\tilde{\epsilon}u - w) - \frac{\tilde{\epsilon}u(w + w_0)}{\gamma} + ww_0 \right) \right],$$

$$c = \pi^4[(w + w_0)(1 - \tilde{e}u) + ww_0] + 4\pi^2u^2[(w + w_0)(\tilde{e}u - 1) - ww_0] - 32u^2(\tilde{e}u(w + w_0) - ww_0),$$

$$d = \tilde{\alpha}u[\pi^4(w + 1 - \tilde{e}u) + 4\pi^2u^2(\tilde{e}u - 1 - w) - 32u^3\tilde{e} + 32u^2w].$$

Умова (2.33) впливає із рівняння (2.18) при $\tau = 0$. Кут легкої осі визначається розв'язком рівняння (2.31) з межовими умовами (2.32) та (2.33):

$$\psi(\tau) = \frac{\frac{dk_2}{c} - \frac{\tilde{\alpha}u}{\gamma}}{k_1 - k_2} e^{-k_1\tau} - \frac{\frac{dk_1}{c} - \frac{\tilde{\alpha}u}{\gamma}}{k_1 - k_2} e^{-k_2\tau} + \frac{d}{c}, \quad (2.34)$$

де

$$k_{1,2} = \frac{b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} > 0.$$

Вираз для кута директора отримується з рівнянь (2.30), (2.29), та (2.23):

$$\theta(\zeta, \tau) = \left(g(\tau) + \psi(\tau) + \frac{\gamma\psi(\tau) - \tilde{\alpha}u}{w} \right) \sin\left(\frac{\pi\zeta}{2}\right) - \zeta g(\tau), \quad (2.35)$$

де $g(\tau)$ визначається виразом (2.22), а $\psi(\tau)$ – виразом (2.34). Отримані вирази (2.34 – 2.35) описують в лінійному наближенні часову динаміку кутів директора та легкої осі при ввімкненні напруги.

Важливим окремим випадком є наближенням великого значення коефіцієнта в'язкості легкої осі порівняно зі значенням коефіцієнта в'язкості директора [84]: $\eta_s \gg \eta_v L$, що відповідає $\gamma \gg 1$. В цьому випадку вирази для директора та легкої осі суттєво спрощуються і у лінійному по $1/\gamma$ наближенні набувають наступного вигляду:

$$\theta(\zeta, \tau) = \frac{\tilde{\alpha}u\zeta w}{(w + w_0)(1 - \tilde{e}u) + ww_0} \left(1 - e^{-\frac{(w+w_0)(1-\tilde{e}u)+ww_0}{\gamma(1+w-\tilde{e}u)}\tau} \right) \quad (2.36)$$

$$\psi(\tau) = \frac{\tilde{\alpha}u(w + 1 - \tilde{e}u)}{(w + w_0)(1 - \tilde{e}u) + ww_0} \left(1 - e^{-\frac{(w+w_0)(1-\tilde{e}u)+ww_0}{\gamma(1+w-\tilde{e}u)}\tau} \right) \quad (2.37)$$

Отримані рівняння (2.36) та (2.37) описують динаміку безпорогової переорієнтації директора та легкої осі за лінійного впливу електричного поля на рухому легку вісь в лінійному по кутах наближенні за умови $\eta_s \gg \eta_v L$. За довільних величин прикладеної напруги, в системі мають місце зростаючі в часі відхилення директора і легкої осі. Характерний час, за який директор відхиляється від початкового планарного стану (час ввімкнення) визначається показником експонент у виразах (2.36) та (2.37) та дорівнює:

$$t_{on} = \frac{\eta_s L(w + 1 - \tilde{e}u)}{K_1((w + w_0)(1 - \tilde{e}u) + ww_0)} \quad (2.38)$$

Значення характерного часу ввімкнення t_{on} зростає зі збільшенням величин суми e флексоелектричних коефіцієнтів НРК, коефіцієнта відносної в'язкості γ та зі зменшенням значень енергій зчеплення w та w_0 . Збільшення величини прикладеної напруги u приводить до збільшення значень t_{on} у випадку додатних величин e та його зменшення для $e < 0$, відповідно. Від величини параметра впливу α характерний час ввімкнення t_{on} практично не залежить.

Для відносно великих напруженостей електричного поля кути відхилення директора $\theta(z, t)$ та легкої осі $\psi(t)$, а також типові часи орієнтаційної перебудови поля директора можливо знайти лише чисельно. Після ввімкнення напруги U і до виходу системи в стаціонарний стан часова поведінка директора і рухомої легкої осі визначаються величиною напруги та значеннями параметрів комірки НРК. На Рис. 2.2 наведені значення кута θ директора по товщині комірки розраховані в різні моменти під час виходу системи в стаціонарний стан. Розрахунки виконані для значень параметрів

НРК $e = 5 \cdot 10^{-4}$ дин^{1/2}, $U = 1$ В, $L = 10^{-3}$ см, $\alpha = 8 \cdot 10^{-3}$ дин^{1/2}, $K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$ дин, $K_3 = 10 \cdot 10^{-7}$ дин, $w = 10$, $w_0 = 100$, $\gamma = 100$, близьких до типових [254].

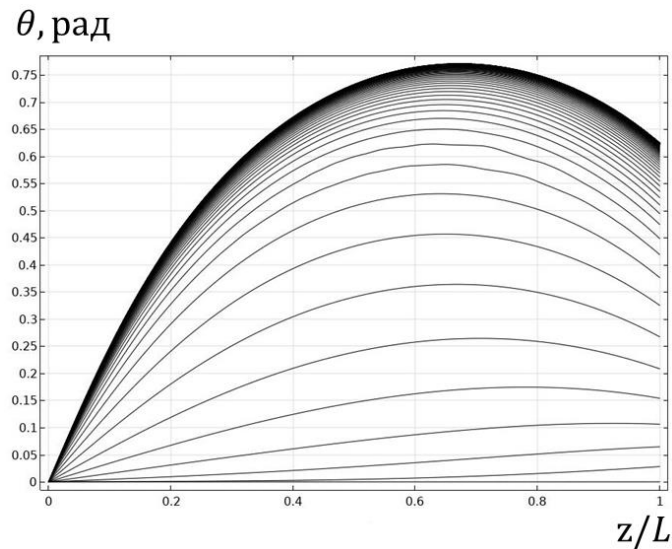


Рис. 2.2. Часова поведінка кута відхилення директора по товщині комірки після ввімкнення напруги за час 30 с виходу системи в стаціонарний стан з інтервалом 1 с.

Згідно обчислень, у перші моменти часу після ввімкнення напруги рухома легка вісь на поверхні $z = L$ відхиляється швидше, ніж директор приповерхневого шару. Останній відслідковує поворот легкої осі, так що $\psi \geq \theta_L$. Залежність величини кута θ директора від координати z є практично лінійною. Така поведінка системи зумовлена впливом електричного поля на рухома легку вісь. Проте у подальшому збільшення величини кута ψ легкої осі сповільнюється, що обумовлено відхиленням останньої від початкової рівноважної орієнтації. Легка вісь починає відставати від директора приповерхневого шару, $\psi \leq \theta_L$, при цьому найбільші деформації поля директора зміщуються від поверхні з рухомаю легкою віссю в бік об'єму НРК.

У стаціонарному стані деформації поля директора, як показують розрахунки, суттєво залежать від величини e суми флексоелектричних

коефіцієнтів НРК. Так, розрахункова залежність кута θ відхилення директора по товщині комірки для різних значень e суми флексоелектричних коефіцієнтів приведена на Рис. 2.3 (а). У стаціонарному стані найбільші деформації поля директора можуть досягатися як в об'ємі НРК, так і поблизу поверхні з рухомою легкою віссю у залежності від величини e суми флексоелектричних коефіцієнтів. Така поведінка деформацій поля директора в електричному полі зумовлена сумарним впливом на директор рухомої легкої осі, з одного боку та флексополяризації з іншого. Зокрема, при від'ємних значеннях e вплив флексополяризації і рухомої легкої осі на переорієнтацію директора НРК є взаємно протилежним: наявність флексополяризації приводить до зменшення деформацій поля директора, тоді як вплив електричного поля на рухому легку вісь навпаки – їх збільшує.

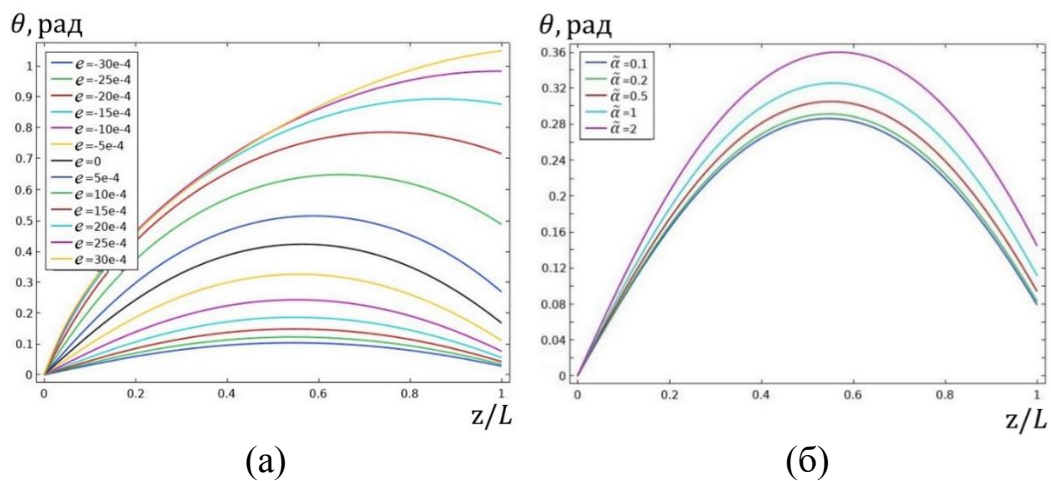


Рис. 2.3. Стаціонарні залежності кута $\theta(z)$ відхилення директора по товщині комірки. $U = 1$ В, $w = 10$, $w_0 = 100$. (а) $\tilde{\alpha} = 1$ для різних значень e (дин^{1/2}), (б) $e = 5 \cdot 10^{-4}$ дин^{1/2} для різних значень $\tilde{\alpha}$.

У цілому, зменшення величини параметра e у бік його від'ємних значень приводить до зменшення деформацій поля директора у порівнянні з випадком відсутності флексоелектричних властивостей НРК. При цьому найбільші відхилення кута θ директора завжди мають місце в об'ємі НРК, так що $\theta_L \geq \psi$.

При додатних значеннях e флексоелектрична поляризація підсилює вплив рухомої легкої осі на орієнтаційну нестійкість директора, збільшуючи деформації останнього. Так, збільшення значень e у бік його додатних величин приводить до збільшення деформацій поля директора у порівнянні з випадком $e = 0$. При цьому, місце положення максимальних відхилень кута θ директора поступово зміщується з об'єму НРК у бік поверхні з рухомою легкою віссю. У випадку коли максимальні деформації поля директора мають місце в приповерхневому шарі НРК, справедливо $\theta_L \leq \psi$.

На Рис. 2.3 (б) наведено стаціонарні розподіли кута θ відхилення директора по товщині комірки для декількох значень параметра впливу α електричного поля на вісь легкого орієнтування директора. Зі збільшенням величини параметра α деформації поля директора збільшуються. Така поведінка системи є передбачуваною і пояснюється посиленням впливу електричного поля на рухому легку вісь, і, відповідно, на як на директор в об'ємі комірки рідкого кристалу. У цілому, збільшення величини напруги U і зменшення значень енергії зчеплення w приводить до збільшення деформацій поля директора в об'ємі комірки.

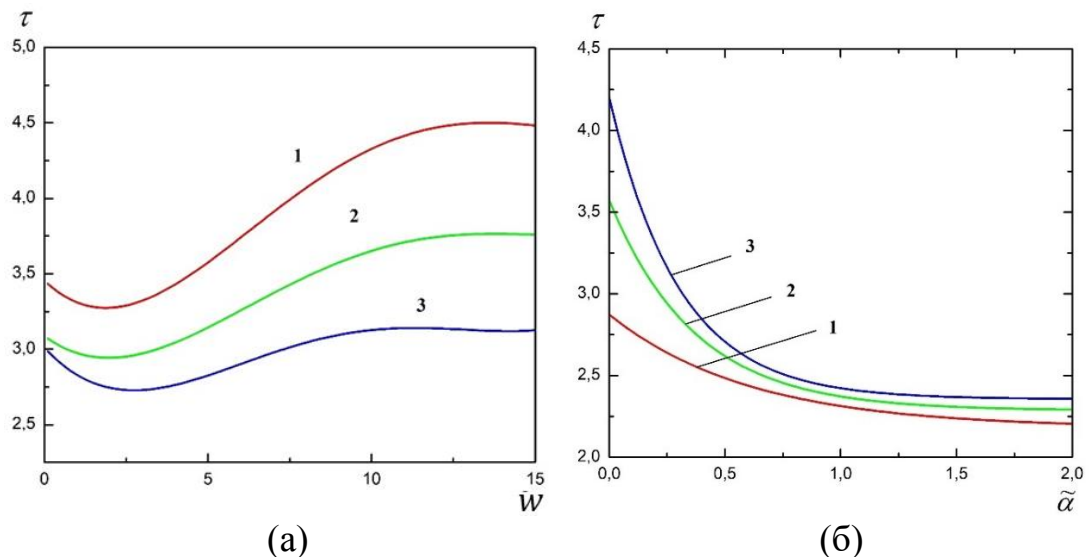


Рис. 2.4. Залежності часу τ_{sat} виходу системи в стаціонарний стан від величини енергії зчеплення w (а) та значень параметра впливу $\tilde{\alpha}$ (б). $U = 0.72$ В. (а) $\tilde{\alpha} = 0.1$ (1), 0.5 (2), 1 (3); (б) $w = 1$ (1), 5 (2), 10 (3).

На Рис. 2.4 (а) наведені залежності часу τ_{sat} виходу системи в стаціонарний стан від величини енергії зчеплення w , розраховані для різних значень параметра впливу α . Як видно, зі збільшенням значення w величина часу τ_{sat} змінюється не монотонно і в випадку сильного зчеплення $w \gtrsim 10$ виходить на сталі значення, залежне від величини параметра α . Така поведінка τ_{sat} цілком узгоджується із залежністю τ_{on} в області значень $w \gg 1$.

Після ввімкнення напруги часова поведінка системи визначається величиною цієї напруги та фізичними властивостями НРК, зокрема, флексоелектричними. У розглядуваній геометрії задачі електричне поле одночасно дестабілізує вихідну орієнтацію як директора, так і рухомої легкої осі. Тому часова динаміка деформацій директора в електричному полі в цілому є складною і визначається сумарним впливом на директор різних факторів, а саме, рухомої легкої, пружних сил, флексополяризації та безпосередньо електричного поля. У залежності від величини сумарного впливу всіх внесків вихід директора з однорідного стану в деформований може як пришвидшуватися, так і сповільнюватися. Зокрема, при від'ємних значеннях e впливи флексополяризації і рухомої легкої осі на переорієнтацію директора НРК є взаємно протилежними. А саме, наявність флексополяризації приводить до зменшення деформацій поля директора, тоді як вплив електричного поля на рухому легку вісь навпаки – їх збільшує. Немонотонність залежності $\tau_{sat}(w)$ імовірно пов'язана з тим, що у перші моменти переорієнтації після ввімкнення напруги U зчеплення НРК з легкою віссю спочатку призводить до сповільнення переорієнтації легкої осі ψ при $\theta_L < \psi$, а потім – навпаки пришвидшує її, оскільки директор починає випереджати легку вісь ($\theta_L > \psi$, Рис. 2.2).

Зі збільшенням значень параметра впливу α вихід системи в стаціонарний стан пришвидшується для всіх значень енергії зчеплення w (Рис. 2.4 (б)). Це пояснюється посиленням впливу електричного поля на вісь легкого

орієнтування директора. Слід зазначити, що збільшення величини відносної в'язкості γ рухомої легкої осі сповільнює вихід системи в стаціонарний стан.

Розглянемо релаксацію системи в вихідний однорідний стан із стаціонарного, що підтримується напругою U , після вимкнення останньої. У наближенні малих кутів θ і ψ релаксація системи описується лінеаризованими рівняннями (2.15 – 2.20) за умови $u = 0$:

$$\theta''_{\zeta\zeta}(\zeta, \tau) = \theta'_{\tau}(\zeta, \tau), \quad (2.39)$$

$$\theta'_{\zeta}(1, \tau) + w(\theta(1, \tau) - \psi(\tau)) = 0, \quad (2.40)$$

$$w(\theta(1, \tau) - \psi(\tau)) - w_0\psi(\tau) = \gamma\psi'_{\tau}(\tau), \quad (2.41)$$

$$\theta(0, \tau) = 0, \quad (2.42)$$

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \theta(\zeta, \tau) = 0, \quad (2.43)$$

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \psi(\tau) = 0. \quad (2.44)$$

Система рівнянь (2.39–2.44) має розв'язок у вигляді розвинення в ряд:

$$\theta(\zeta, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(a_n \zeta) e^{-a_n^2 \tau}, \quad (2.45)$$

$$\psi(\tau) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n a_n}{\gamma a_n^2 - \varepsilon_0} \cos(a_n \zeta) e^{-a_n^2 \tau}, \quad (2.46)$$

де a_n – додатні корені рівняння

$$tg a_n = \frac{1}{\gamma a_n^2 - w_0} - \frac{a_n}{w}. \quad (2.47)$$

Із рівнянь (2.45 – 2.46) випливає, що характерний час релаксації відповідає найбільш повільній моді і визначається найменшим додатнім коренем рівняння (2.47):

$$\tau_{off} = \frac{1}{a_1^2}. \quad (2.48)$$

Час вимкнення τ_{off} не залежить від величин параметра впливу α та флексоелектричних коефіцієнтів НРК. Проте, можливість проковзування легкої осі приводить до збільшення величини часу τ_{off} у порівнянні з випадком відсутності такого проковзування. Значення часу τ_{off} збільшується зі зменшенням величин енергій зчеплення як w , так і w_0 . Це пояснюється послабленням взаємодії легкої осі як з директором, так і зі своєю вихідною орієнтацією відповідно. Збільшення значень параметра в'язкості γ приводить до збільшення величини часу релаксації τ_{off} .

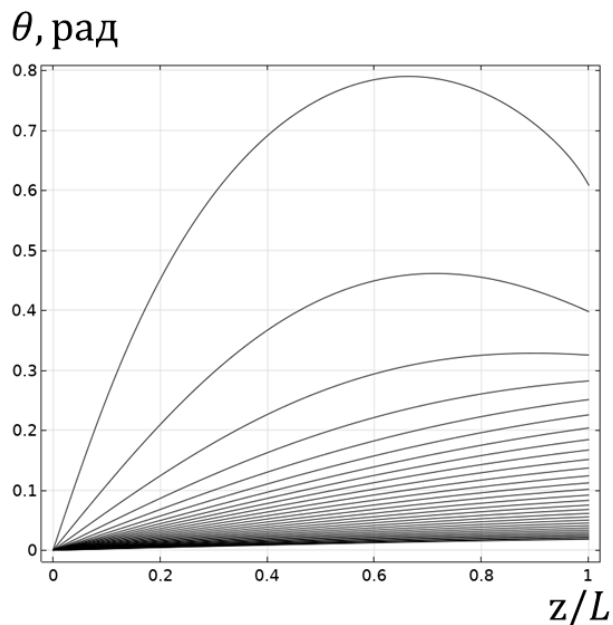


Рис. 2.5. Релаксація кута відхилення директора по товщині комірки після вимкнення напруги за час 30 с з інтервалом 1 с. $L = 10^{-3}$ см, $K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$ дин, $K_3 = 10 \cdot 10^{-7}$ дин, $w = 10$, $w_0 = 100$, $\gamma = 100$.

При вимкненні електричного поля протягом перших секунд розподіл кута директора по товщині комірки стає майже лінійним (Рис. 2.5), після чого директор відслідковує більш повільну релаксацію легкої осі. При цьому справджується умова $\theta_L \leq \psi$, а розподіл директора залишається майже лінійним до повного повернення комірки НРК в початкову планарну конфігурацію.

2.1.3 Квадратичний по напруженості вплив електричного поля на легку вісь

У випадку, коли дипольні моменти еластичних частин молекул верхньої полімерної підкладки комірки наводяться електричним полем, внесок у поверхневу вільну енергію F_{SE} НРК від взаємодії рухомої осі легкого орієнтування директора на поверхні цієї підкладки з електричним полем є квадратичним по напруженості E останнього ($m = 2$ у виразі F_{SE} (2.6)) [49,69,99]. В такому випадку мінімізація вільної енергії (2.8) за кутами директора θ та легкої осі ψ приводить до рівнянь (2.11 – 2.14), у яких $m = 2$.

У наближенні малих кутів θ і ψ поведінка системи описується лінеаризованими рівняннями

$$\theta''_{\zeta\zeta}(\zeta, \tau) + u^2\theta(\zeta, \tau) = \theta'_\tau(\zeta, \tau), \quad (2.49)$$

$$\theta(0, \tau) = 0, \quad (2.50)$$

$$\theta'_\zeta(1, \tau) - \tilde{e}u\theta(1, \tau) + w(\theta(1, \tau) - \psi(\tau)) = 0, \quad (2.51)$$

$$w(\theta(1, \tau) - \psi(\tau)) - w_0\psi + \tilde{\alpha}u^2\psi(\tau) = \gamma\psi'_\tau(\tau), \quad (2.52)$$

$$\theta(\zeta, 0) = 0, \quad (2.53)$$

$$\psi(0) = 0, \quad (2.54)$$

де, аналогічно до випадку лінійної взаємодії, $\zeta = z/L$, $\zeta \in [0, 1]$, $\tau = t K_1/\eta_v L^2$, $u = \pi V/U_\infty^{th}$, $U_\infty^{th} = \pi\sqrt{4\pi K_1/\epsilon_a}$, $\tilde{e} = e\sqrt{4\pi/\epsilon_a K_1}$, $w = WL/K_1$, $w_0 = W_0L/K_1$, $\tilde{\alpha} = \alpha 4\pi/\epsilon_a L$ – параметр квадратичної взаємодії легкої осі з електричним полем, $\gamma = \eta_v/\eta_s L$. Розв'язком системи рівнянь (2.49 – 2.54) є вираз для кутів директора та легкої осі:

$$\theta(\zeta, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(a_n \zeta) e^{\Gamma_n \tau}, \quad (2.55)$$

$$\psi(\tau) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{w} \left(a_n \cos a_n + (w - \tilde{e}u) \sin a_n \right) e^{\Gamma_n \tau}, \quad (2.56)$$

де A_n – стала інтегрування, $\Gamma_n = -a_n^2 + u^2$, a_n – додатні корені рівняння

$$\operatorname{tg} a_n = a_n \frac{\gamma \Gamma_n + w + w_0 - \tilde{\alpha} u^2}{w^2 - (w - \tilde{e}u)(\gamma \Gamma_n + w + w_0 - \tilde{\alpha} u^2)}, \quad (2.57)$$

де більшому n відповідає більше a_n .

Залежно від знаку величини Γ_n відповідна гармоніка у розкладах (2.55) та (2.56) буде експоненційно зростати або спадати. Якщо хоча б одне із Γ_n є додатнім, то кути директора та легкої осі будуть зростати з часом. Таким чином, умовою порогу є рівність нулю максимального із Γ_n , тобто рівність нулю Γ_1 . Таким чином, порогова напруга визначається найменшим додатним коренем рівняння

$$\operatorname{tg} u = \frac{u(w + w_0 - \tilde{\alpha} u^2)}{w^2 + (\tilde{e}u - w)(w + w_0 - \tilde{\alpha} u^2)}. \quad (2.58)$$

Знайдена з рівняння (2.58) залежність величини порога U_{th} переходу Фредерікса від величини енергії зчеплення w наведена на Рис. 2.6 (а) для декількох значень суми e флексоелектричних коефіцієнтів НРК. У цілому, зі збільшенням значень w величина порога U_{th} зростає, і в випадку сильного зчеплення $w \gtrsim 10$ виходить на сталі значення. Останнє досягається швидше зі зменшенням величини параметра e . Для значень $e < 0$ величина порога U_{th} слабо чутлива до зміни значень w вже в області $w \gtrsim 5$. Додатні значення e приводять до пониження величини порога U_{th} , тоді як від'ємні значення e – навпаки, до його підвищення, порівняно з випадком $e = 0$ відсутності флексоелектричних властивостей у НРК. У цілому, збільшення значень e

приводить до зменшення величини порога U_{th} для всіх значень параметра впливу α та енергії зчеплення w . Слід зазначити, що в наближенні $w_0 \gg w$ величина порога U_{th} слабо залежить від значень параметра впливу α .

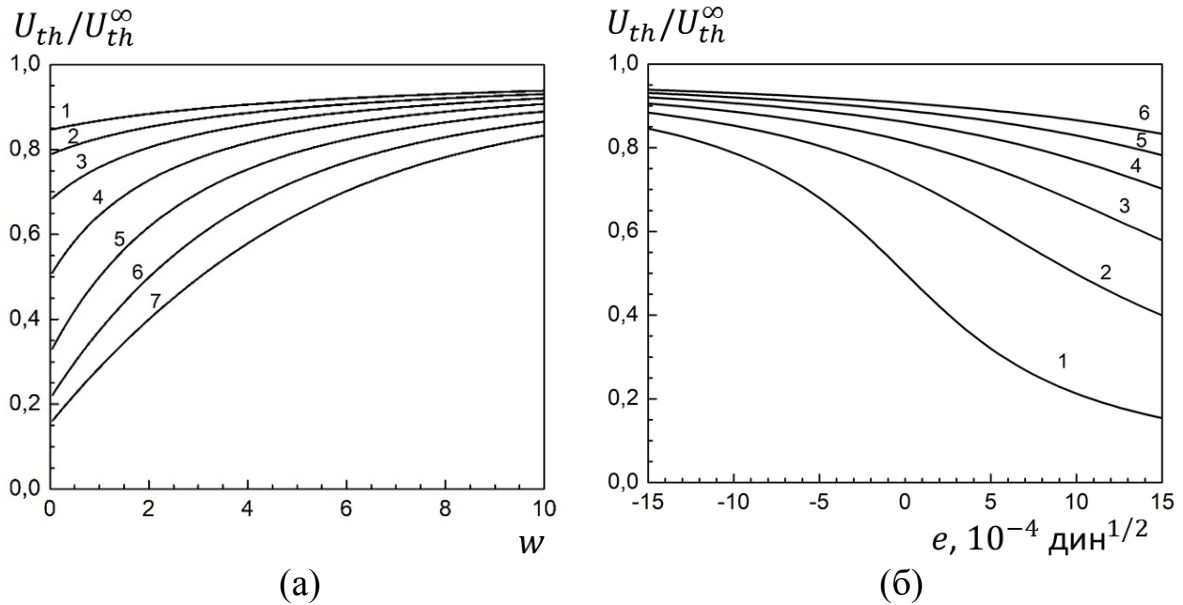


Рис. 2.6. Залежності величини порога U_{th} переходу Фредерікса від значень енергії зчеплення w (а) та суми e флексоелектричних коефіцієнтів НРК (б). $w_0 = 200$, $\tilde{\alpha} = 1$. (а) $e = -15$ (1), -10 (2), -5 (3), 0 (4), 5 (5), 10 (6), 15 (7) $\times 10^{-4}$ дин $^{1/2}$; (б) $w = 0$ (1), 2 (2), 4 (3), 6 (4), 8 (5), 10 (6).

На Рис. 2.6 (б) наведена залежність величини порогової напруги U_{th} від значень e суми флексокоефіцієнтів НРК для декількох величин енергії зчеплення w . За відсутності в НРК флексоелектричних властивостей ($e = 0$) та наближенні значень w до 0 поріг U_{th} наближається до його величини $0.5 U_{th}^{\infty}$. Остання відповідає відсутності зчеплення НРК з поверхнею $z = L$ верхньої підкладки. Слід зазначити, що величина порога U_{th} є більш чутливою до зміни значення енергії зчеплення w за додатних значень суми e флексоелектричних коефіцієнтів НРК порівняно з випадком $e < 0$.

При невеликому перевищенні напругою U значення порога U_{th} величини кутів θ і ψ , вважаючи їх малими, визначаються найсильнішою

гармонікою з $n = 1$ із виразів (2.55) і (2.56) відповідно. Це дозволяє знайти характерний час ввімкнення системи

$$\tau_{on} = \frac{1}{(1 - \sigma)(u^2 - u_{th}^2)} \quad (2.59)$$

де

$$\sigma = \frac{Au_{th} + C}{B_3u_{th}^3 + B_2u_{th}^2 + B_1u_{th} + C'}$$

$$A = 2(\rho_0 - 1)^2(\gamma - \tilde{\alpha}),$$

$$C = -\tilde{e}(\rho\rho_0 - 1)^2,$$

$$B_1 = (\rho^2 - \tilde{\alpha}\rho + \tilde{e}^2\rho^2 + 2\gamma)\rho_0^2 - (2\tilde{e}^2\rho + 2\rho + 4\gamma - \tilde{\alpha})\rho_0 + 2\gamma + \tilde{e}^2 + 1,$$

$$B_2 = 2\tilde{e}\tilde{\alpha}\rho_0(\rho\rho_0 - 1),$$

$$B_3 = \tilde{\alpha}^2\rho_0^2,$$

$$\rho = 1 - \frac{\tilde{\alpha}u_{th}^2}{w},$$

$$\rho_0 = 1 - \frac{\tilde{\alpha}u_{th}^2}{w_0}.$$

На відміну від випадку лінійного по \mathbf{E} впливу електричного поля на рухому легку вісь характерний час ввімкнення τ_{on} зменшується зі збільшенням величин прикладеної напруги u (де $u > u_{th}$), коефіцієнта відносної в'язкості γ , суми e флексоелектричних коефіцієнтів та зі зменшенням значень енергії зчеплення w_0 . Збільшення значень w приводить до збільшення величини часу τ_{on} у випадку $e > 0$ і до його зменшення, якщо $e < 0$. Збільшення суми e флексоелектричних коефіцієнтів за умови $w \gtrsim 2$ призводить до зменшення часу τ_{on} , тоді як при $w \lesssim 2$ флексоелектричний ефект має немонотонний вплив на час ввімкнення. Слід зазначити, що при наближенні величини напруги u до її порогового значення u_{th} характерні часи

τ_{on} ввімкнення системи і τ_{sat} її виходу в стаціонарний стан у цілому суттєво збільшуються, оскільки $\tau_{on} \sim (u^2 - u_{th}^2)^{-1}$.

Як показують розрахунки, часова поведінка кутів відхилення θ директора і ψ рухомої легкої осі після ввімкнення напруги із наступним виходом системи в стаціонарний стан якісно аналогічна випадку лінійного по **E** впливу електричного поля на рухому легку вісь. Релаксація системи із стаціонарного стану в вихідний однорідний після вимкнення напруги, очевидно, не залежить від характеру впливу електричного поля на рухому легку вісь. Характерний час вимкнення τ_{off} співпадає з таким у випадку лінійного по **E** впливу електричного поля на легку вісь (2.48).

2.1.4 Врахування переднахилу легкої осі

Для врахування переднахилу легкої осі було розглянуто випадок, коли рівноважне положення \mathbf{e}_0 легкої осі \mathbf{e} на поверхні $z = L$ утворює кут ψ з підкладкою: $\mathbf{e}_0 = (\cos \psi_0, 0, \sin \psi_0)$. За наявності переднахилу ($\psi_0 \neq 0$), вільна енергія комірки НРК (2.8) приймає вигляд

$$F = \frac{1}{2} \int_0^L (K_1 \cos^2 \theta + K_3 \sin^2 \theta) \theta_z'^2 dz - \frac{e_1 + e_3}{2} \int_0^L E_z \sin(2\theta) \theta_z' dz - \\ - \frac{1}{8\pi} \int_0^L \epsilon_{zz} E_z^2 dz - \frac{W}{2} \cos^2(\theta_L - \psi) - \frac{W_0}{2} \cos^2(\psi - \psi_0) - \frac{\alpha}{m} E_{zL}^m \sin^m \psi \quad (2.60)$$

Рівноважний розподіл директора та легкої осі визначаються рівнянням (2.11), межовими умовами (2.12, 2.14) та умовою

$$- \frac{W}{2} \sin(2\theta_L - 2\psi) + \frac{W_0}{2} \sin(2\psi - 2\psi_0) - \\ - \begin{cases} \alpha_1 E_L \cos \psi & \text{при } m = 1 \\ \frac{\alpha_2}{2} E_L^2 \sin(2\psi) & \text{при } m = 2 \end{cases} = -\eta_s \psi_t', \quad (2.61)$$

На Рис. 2.7 зображено порівняння розрахованої за рівняннями (2.11, 2.12, 2.14, 2.61) та експериментальної [94] часових динамік кута ψ рухомої легкої осі за лінійного ($m = 1$) впливу електричного поля на останню при ввімкненні в момент $t = 0$ та вимкненні в момент $t = 150$ хв напруги $U = 10$ В, прикладеної до комірки НРК. Розрахунок проводився за наступних параметрів комірки: $\epsilon_{\perp} = 6.7$, $\epsilon_{\parallel} = 19.7$, $K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$ дин, $K_3 = 10 \cdot 10^{-7}$ дин, $e_1 + e_3 = -3.9 \cdot 10^{-4}$ дин^{1/2}, $L = 1.5 \cdot 10^{-4}$ см, $w_0 = 200$, $w = 4$, $m = 1$, $\alpha = 3.5 \cdot 10^{-5}$, $U = 10$ В, $\eta_v = 1$ П, $\eta_s = 1500$ П см, $\psi_0 = 8.1^\circ$.

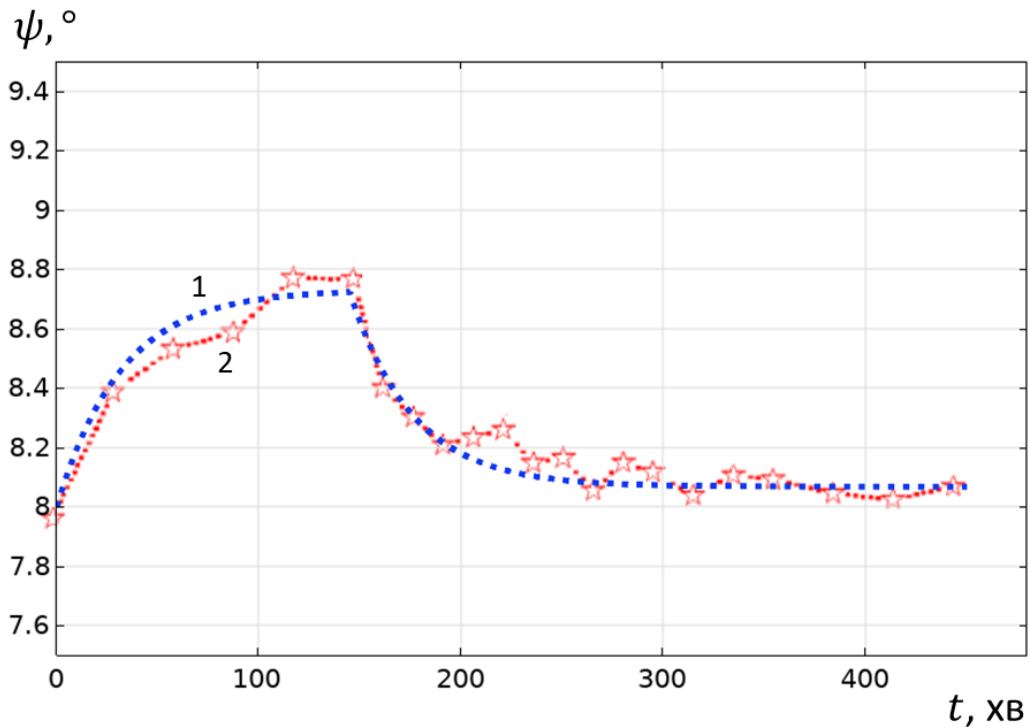


Рис. 2.7. Порівняння розрахованої (1) та експериментальної [94] (2) динаміки кута ψ легкої осі після ввімкнення ($0 \leq t \leq 150$ хв) та вимкнення ($t \geq 150$ хв) напруги U .

З порівняння розрахованої та експериментальної часових залежностей кута легкої осі ψ можна зробити висновок, що розвинена теорія електроіндукованих переходів у планарній комірці НРК з рухомою легкою віссю на поверхні гарно описує динаміку проковзування легкої осі як після ввімкнення, так і як після вимкнення прикладеної напруги.

2.1.5 Коефіцієнт пропускання комірки

Для розрахунку коефіцієнта пропускання комірки НРК для плоскої монохроматичної світлової хвилі з частотою ω та інтенсивністю I_0 у випадку нормального падіння розглянуто комірку НРК, яка попередньо знаходиться в стаціонарному стані у наближенні, що світлова хвиля не змінює просторового розподілу поля директора. За законом Малюса коефіцієнт пропускання світла через комірку, поміщену між схрещеними поляризаторами, має вигляд

$$T = \frac{I}{I_0} = \sin 2\beta \sin^2 \frac{\Delta\Phi}{2} \quad (2.62)$$

де β – кут між площиною поляризації поляризатора і площиною переорієнтації директора, $\Delta\Phi$ – різниця фаз між звичайним та незвичайним променями на виході із комірки НРК [254]:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L [n_e(z) - n_o] dz, \quad (2.63)$$

де $n_o = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^{\omega}}$ та n_e позначають показники заломлення звичайного та незвичайного променів:

$$n_e(z) = \frac{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^{\omega}} \sqrt{\varepsilon_{\parallel}^{\omega}}}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^{\omega} \cos^2 \theta(z) + \varepsilon_{\parallel}^{\omega} \sin^2 \theta(z)}}. \quad (2.64)$$

Тут $\varepsilon_{\perp}^{\omega}$ та $\varepsilon_{\parallel}^{\omega}$ – головні компоненти тензора діелектричної проникності НРК для світлової хвилі частоти ω [254].

Залежність коефіцієнта T пропускання світла від величини прикладеної напруги U наведена на Рис. 2.8 (а) для декількох значень параметра впливу α

електричного поля на рухому легку вісь. Як видно з наведених залежностей, величина впливу електричного поля на рухому легку вісь суттєво змінює характер орієнтаційної нестійкості директора НРК в об'ємі комірки. Збільшення величини $\tilde{\alpha}$ призводить до зміщення залежності $T(U)$ в бік менших напруг.

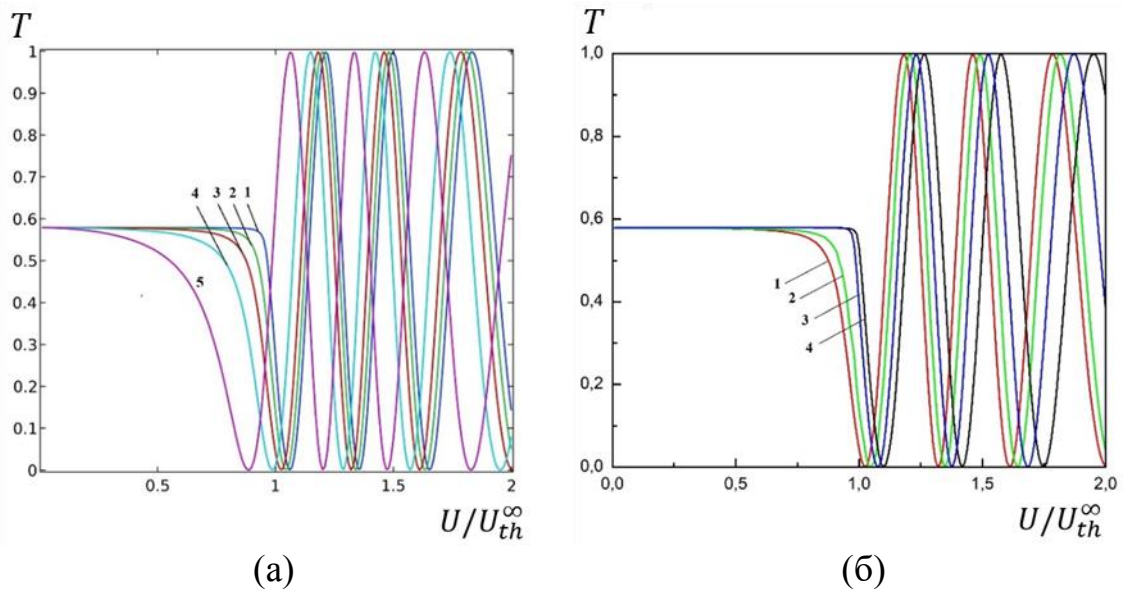


Рис. 2.8. Коефіцієнт пропускання світла як функція прикладеної напруги U . (а) $m = 1$, $\tilde{\alpha} = 0.1(1), 0.5(2), 1(3), 2(4), 5(5)$; (б) $\tilde{\alpha} = 1$, $w = 50$, $w_0 = 100$: лінійний (1) і квадратичний (2) вплив електричного поля на рухому легку вісь; (3) $\tilde{\alpha} = 0$, $w = 50$; (4) $\tilde{\alpha} = 0$, $w \rightarrow \infty$.

На Рис. 2.8 (б) приведена залежність коефіцієнта T пропускання світла від величини прикладеної напруги U у випадках різних типів межових умов для директора на верхній підкладці комірки. Так, за відсутності впливу електричного поля на рухому легку вісь (параметр $\alpha = 0$) орієнтаційна нестійкість є пороговою, тоді як наявність такого впливу ($\alpha \neq 0$) робить орієнтаційну нестійкість безпороговою. Слід зазначити, що врахування впливу електричного поля на легку вісь директора не змінює якісного

характеру залежності коефіцієнта T пропускання світла від величини напруги U після виходу системи із початкового однорідного стану в неоднорідний.

2.2 Автоколивання поля директора в комірці НРК з фоточутливою підкладкою

2.2.1 Вільна енергія НРК та рівняння для директора

З метою дослідження орієнтаційних переходів директора у комірці НРК з фоточутливою підкладкою було розглянуто плоскопаралельну комірку НРК, обмежену площинами $z = 0$ та $z = L$, з вихідною планарною орієнтацією директора вздовж осі Ox [39]. Зчеплення НРК з поверхнею $z = 0$ нижньої підкладки комірки є жорстким, а на поверхні $z = L$ верхньої підкладки нанесено фотоорієнтуючий шар. На комірку нормально до її поверхні у додатньому напрямку вісі Oz падає плоска монохроматична світлова хвиля частоти ω зі сталою амплітудою та електричним вектором, орієнтованим вздовж осі Ox . Падаюче світло, пройшовши через шар НРК, на поверхні верхньої підкладки у площині фотоорієнтуючого шару перпендикулярно напрямку поляризації опромінення індукує наведення осі \mathbf{e} легкого орієнтування директора.

Вільна енергія комірки НРК у полі світлової хвилі, що індукує наведення легкої осі, має вигляд:

$$F = F_{el} + F_E + F_S, \quad (2.65)$$

$$F_{el} = \frac{1}{2} \int_V \{K_1 (\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + K_3 [\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n}]^2\} dV, \quad (2.66)$$

$$F_E = -\frac{1}{16\pi} \int_V \mathbf{E} \hat{\mathbf{E}} \mathbf{E} dV, \quad (2.67)$$

$$F_S = \int_S \Phi_S dS, \quad W > 0. \quad (2.68)$$

Тут F_{el} – пружна енергія НРК, F_E – анізотропний внесок у вільну енергію НРК електричного поля світлової хвилі [256], F_S – внесок від взаємодії НРК з

поверхнею $z = L$ верхньої підкладки, K_1, K_2, K_3 – сталі пружних деформацій директора, \mathbf{n} – директор, \mathbf{E} – вектор напруженості електричного поля світлової хвилі в об'ємі НРК, $\hat{\varepsilon} = \varepsilon_{\perp} \hat{1} + \varepsilon_a \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}$, $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} > 0$ – відповідно тензор та анізотропія діелектричної проникності НРК на частоті падаючого світла, F_S, Φ_S – поверхнева вільна енергія НРК та її густина відповідно.

Внаслідок однорідності системи в площині xOy , директор \mathbf{n} НРК в об'ємі комірки та вісь \mathbf{e} легкого орієнтування директора на поверхні верхньої підкладки було записано у наступному вигляді:

$$\mathbf{n} = (\cos \phi(z, t), \sin \phi(z, t), 0), \quad (2.69)$$

$$\mathbf{e} = (\cos \theta, \sin \theta, 0), \quad (2.70)$$

де $\phi(z, t)$ та θ – кути відхилення директора \mathbf{n} та легкої осі \mathbf{e} від напрямку координатної осі Ox , відповідно.

Густину поверхневої вільної енергії Φ_S записано у вигляді узагальненої модель Рапіні [255], де вважається, що енергія взаємодії НРК з поверхнею пропорційна квадрату кута між директором і його легкою віссю на поверхні комірки:

$$\Phi_S = -\frac{W}{2} \langle \mathbf{en} \rangle_{\mathbf{e}}. \quad (2.71)$$

Тут W – азимутальна енергія зчеплення НРК з фоточутливою поверхнею $z = L$ підкладки, пов'язана з відхиленнями директора в площині паралельній підкладці, $\langle \mathbf{en} \rangle_{\mathbf{e}}$ – позначає усереднення по всіх можливих орієнтаціях легкої осі в площині фотоорієнтуючого шару. Беручи до уваги явний вигляд векторів \mathbf{n} та \mathbf{e} (2.69, 2.70), густина поверхневої вільної енергії (2.71) має вигляд

$$\Phi_S = -\frac{W}{2} \int_0^\pi f(\theta, t) \cos^2(\theta - \phi_L) d\theta, \quad (2.72)$$

де $\phi_L = \phi(z = L)$ – кут директора на поверхні верхньої підкладки комірки $z = L$, $f(\theta, t)$ – густина розподілу орієнтацій легкої осі на поверхні фоточутливої підкладки. Вигляд останньої визначається із рівняння орієнтаційної дифузії з ефективним потенціалом для молекул азо-барвника, що формують легу вісь \mathbf{e} $U_{eff} = AkT/2 \cos^2(\theta - \phi_L) - a \langle \cos 2\theta \rangle \cos 2(\theta - \theta_m)$ [257,258]:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} - \frac{A}{2} \frac{\partial}{\partial \theta} [f(\theta, t) \sin 2(\theta - \phi_L)] + \frac{2a}{k_B T} \langle \cos 2\theta \rangle \frac{\partial}{\partial \theta} [f(\theta, t) \sin 2(\theta - \theta_m)] = \frac{1}{D} \frac{\partial f}{\partial t}, \quad (2.73)$$

де

$$A = \frac{I\alpha V_M \tau}{k_B T}, \quad (2.74)$$

$$\langle \cos 2\theta \rangle = \int_0^\pi f(\theta, t) \cos 2(\theta - \theta_m) d\theta. \quad (2.75)$$

В рівняннях (2.73 – 2.75) I – інтенсивність світлової хвилі, α – коефіцієнт поглинання, V_M – молекулярний об'єм, T – абсолютна температура, k_B – стала Больцмана, θ_m – кут максимуму розподілу $f(\theta)$, a – феноменологічна стала, що описує взаємодію молекул азо-барвника [258], τ – час релаксації молекул азо-барвника.

Мінімізуючи вільну енергію НРК (2.65 – 2.68) за кутом ϕ , було отримано рівняння для кута директора:

$$K_2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\varepsilon_a}{16\pi} \left[\sin 2\phi (|E_y|^2 - |E_x|^2) + \cos 2\phi (E_x^* E_y + E_x E_y^*) \right] = \eta_v \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (2.76)$$

і межові умови до нього

$$K_2 \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=L} - W \int_0^{\pi} f(\theta, t) \sin^2(\theta - \phi_L)^2 d\theta = -\eta_s \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{z=L}, \quad (2.77)$$

$$\phi \Big|_{z=0} = 0, \quad (2.78)$$

де η_v , η_s – коефіцієнти об'ємної та поверхневої в'язкості НРК відповідно. Доданки в правій частині рівняння (2.76) та межові умови (2.77) як і в роботах [26,34,49,69,99], враховують вклад дисипативних сил на динаміку директора в об'ємі та поблизу фотоорієнтуючої поверхні, відповідно.

Задачу для директора необхідно вирішувати сумісно з рівняннями Максвелла для світлового поля. Останні для монохроматичного поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ частоти ω у середовищі НРК з тензором діелектричної проникності $\hat{\epsilon}(\mathbf{r})$ мають вигляд

$$\nabla \operatorname{div} \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \mathbf{E} = 0. \quad (2.79)$$

Подальший розгляд було проведено за умови реалізації адіабатичного режиму Могена, а саме, коли при плавних збуреннях поля директора вектор напруженості \mathbf{E} електричного поля світлової хвилі відслідковує зміну директора. У цьому випадку внесок від взаємодії НРК зі світловою хвилею у рівняння для директора (2.76) відсутній, а рівняння для директора (2.76) суттєво спрощується, набуваючи вигляду

$$K_2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \eta_v \frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad (2.80)$$

Останнє необхідно розглядати разом з межовими умовами (2.77 – 2.78), рівнянням (2.73) для функції $f(\theta)$ розподілу кута легкої осі та враховуючи початкові умови $\phi(z, t = 0) = 0$ та $f(\theta, t = 0) = 1/\pi$. Така задача може бути вирішена тільки чисельно.

2.2.2 Орієнтаційна нестійкість початкового планарного стану

На Рис. 2.9 (а) зображено типову часову поведінку кута директора на поверхні підкладки ϕ_L при ввімкненні фотоорієнтуючого світлового пучка. Ввімкнення останнього спричиняє переорієнтацію директора з початкового планарного стану у твіст конфігурацію. Розрахунки проводились для наступних значень параметрів системи: $L = 10^{-4}$ см, $\eta_V = 0.1$ П, $\eta_S = 0.001$ П см, $K_2 = 5 \cdot 10^{-7}$ дин, $D = 0.02$ с $^{-1}$, $W = 0.0072$ дин см $^{-1}$, $A = 6$, $a/k_B T = 0.1$, близьких до типових [39,254,259].

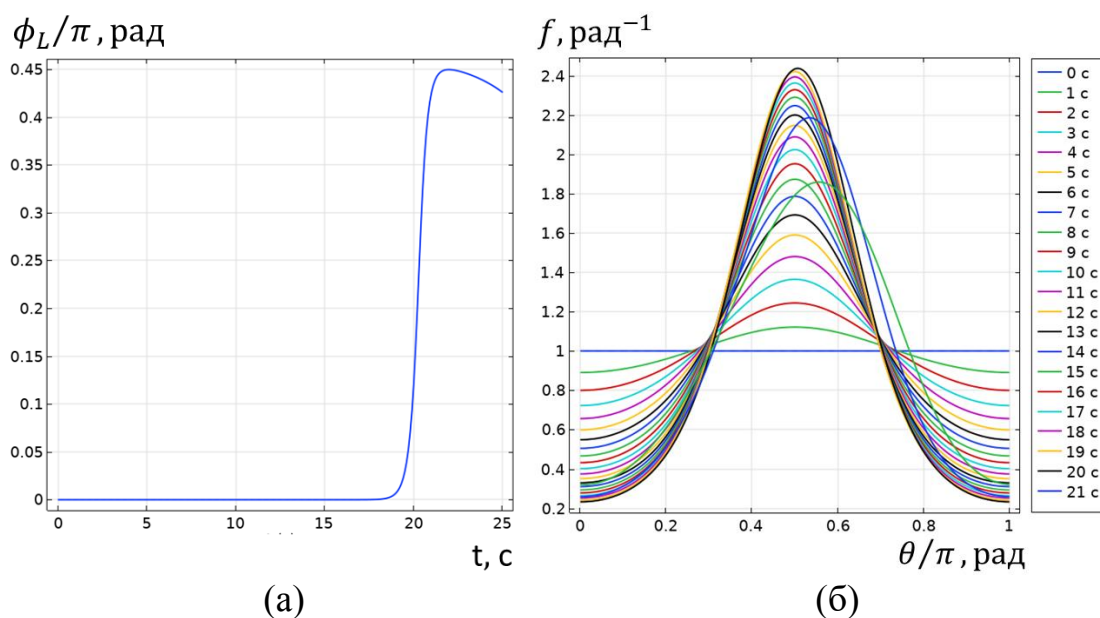


Рис. 2.9. (а) Часова динаміка кута директора на поверхні комірки у перші секунди після ввімкнення фотоорієнтуючого світлового пучка. (б) Часова динаміка розподілу кутів орієнтації легкої осі у часовому інтервалі від 0 до 22 с з кроком 1 с.

Переорієнтація директора НРК відбувається не одразу, а через певний проміжок часу (приблизно через 20 с), за який наведена легка вісь в напрямку $\theta = \pi/2$ стає достатньою для дестабілізації початкової планарної конфігурації директора. Переорієнтація завершується переходом системи у твіст-

конфігурацію, при якій кут директора на поверхні досягає значення $\phi_L \approx 0.45\pi$. Початковий процес переорієнтації можна таким чином умовно поділити на 3 етапи: (1) етап стійкості початкового планарного стану ($t \lesssim 18$ с), (2) етап переорієнтації директора ($18 \lesssim t \lesssim 22$ с) та (3) етап встановленої твіст конфігурації ($t \gtrsim 22$ с).

На Рис. 2.9 (б) зображено часову динаміку густини розподілу $f(\theta)$ кутів легкої осі \mathbf{e} . Під час першого етапу ($t \lesssim 18$ с) розподіл директора є планарним, а отже фотоорієнтуючий пучок наводить легку вісь в напрямку $\theta = \pi/2$, що проявляється у плавній трансформації функції $f(\theta)$ від початкового однорідного розподілу в симетричний розподіл з максимумом в $\theta = \pi/2$. При досягненні етапу переорієнтації директора, відбувається порушення симетрії кута директора відносно $\phi = 0$. Це призводить до того, що легка вісь починає наводитись у напрямку $\theta > \pi/2$, що в свою чергу порушує симетрію розподілу $f(\theta)$ кутів легкої осі. Починаючи з $t \approx 22$ с кут директора на поверхні підкладки досягає максимального значення $\phi_L \approx 0.45\pi$. При цьому послаблення наведеної легкої осі по $\theta \approx \pi/2$ призводить до плавного зменшення кута ϕ_L у фазі твіст конфігурації (Рис. 2.9 (а), $t \gtrsim 22$ с), та спричиняє зворотні переходи.

На Рис. 2.10 (а) зображено динаміку розподілу кута директора під час етапу переорієнтації з планарної ($\phi_L = 0$) у твіст конфігурацію ($\phi_L \approx 0.45\pi$). Залежності $\phi(z)$ є майже лінійними впродовж всього процесу переорієнтації, при цьому максимальний кут відхилення директора завжди досягається на підкладці $z = L$. Слід зазначити, максимальний кут що досягається у твіст конфігурації залежить як від статичних параметрів комірки (таких як сталі пружних деформацій, товщина комірки та інші), так і від динамічних параметрів (в'язкості, коефіцієнт дифузії), що визначають співвідношення між швидкістю наведення легкої осі та швидкістю переорієнтації директора.

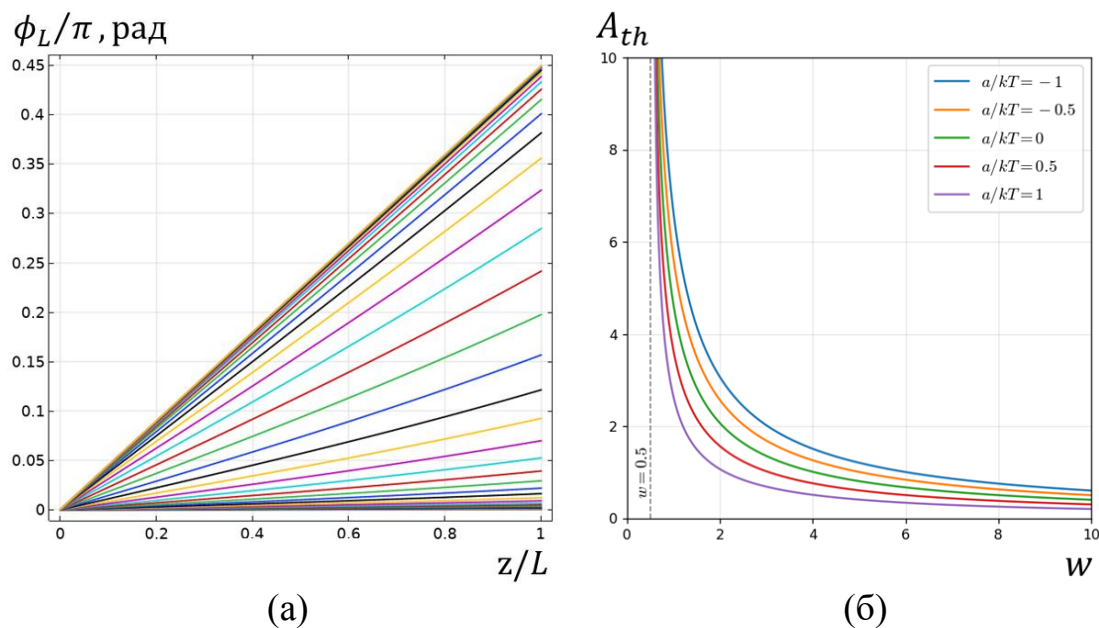


Рис. 2.10. (а) Часова динаміка розподілу кута директора по товщині комірки у часовому інтервалі від 18 с до 22 с з кроком 0.1 с, що відповідає переорієнтації директора з планарної у твіст конфігурацію. (б) Залежність порогової інтенсивності A_{th} від енергії зчеплення W за різних значень параметра міжмолекулярної взаємодії a .

Оскільки в межах стійкості початкового планарного стану легка вісь наводиться у напрямку $\theta = \pi/2$, то відповідна переорієнтація із планарного стану є пороговою. Для знаходження порогу було побудовано стаціонарні лінеаризовані по куту директора ϕ рівняння (2.73 – 2.78):

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.81)$$

$$K_2 \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=L} + 2W \int_0^\pi f(\theta, t) \cos 2\theta d\theta \phi_L = 0, \quad (2.82)$$

$$\phi \Big|_{z=0} = 0, \quad (2.83)$$

де враховано, що на етапі стійкості початкового планарного стану виконується рівність $f(\theta) = f(\pi - \theta)$. Поріг орієнтаційної нестійкості визначається умовою існування нетривіального розв'язку задачі (2.81 – 2.83):

$$\int_0^{\pi} f(\theta, t) \cos 2\theta d\theta = -\frac{K_2}{2WL} \quad (2.84)$$

Якщо інтенсивність I фотоорієнтуючої світлової хвилі є меншою за порогове значення, то через дифузію кутів легкої осі умова (2.84) не може бути досягнутою, і система ніколи не виходить з початкового планарного стану. Для знаходження умови на мінімальну інтенсивність фотоорієнтуючого світлової хвилі, при якій реалізується вихід системи з початкового планарного стану, було розглянуто рівняння (2.73) у ліміті $t \rightarrow \infty$ з врахуванням умов $\phi_L = 0$ та $\theta_m = \pi/2$:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} - \frac{A + 4a\langle \cos 2\theta \rangle / k_B T}{2} \frac{\partial}{\partial \theta} [f \sin 2\theta] = 0. \quad (2.85)$$

Рівняння (2.85) з врахуванням симетрії $f(\pi/2 - \theta) = f(\pi/2 + \theta)$ має розв'язок

$$f(\theta) = f(0) \exp \left[\frac{A + 4a\langle \cos 2\theta \rangle / k_B T}{2} \sin^2 \theta \right]. \quad (2.86)$$

Розв'язок (2.86) має максимум при $\theta = \pi/2$, амплітуда якого зростає зі збільшенням інтенсивності фотоорієнтуючого пучка та коефіцієнта інтермолекулярної взаємодії. Стала $f(0)$ визначається з умови нормування, що має вигляд:

$$\frac{1}{f(0)} = \pi \exp \left[\frac{A + 4a \langle \cos 2\theta \rangle / k_B T}{4} \right] I_0 \left[\frac{A + 4a \langle \cos 2\theta \rangle / k_B T}{4} \right], \quad (2.87)$$

де I_n – модифікована функція Бесселя першого роду. Стала $\langle \cos 2\theta \rangle$ визначається рівнянням:

$$\langle \cos 2\theta \rangle = \int_0^\pi f(\theta) \cos 2\theta \, d\theta, \quad (2.88)$$

яке після підстановки розв’язку (2.86) в явному вигляді приймає форму:

$$\langle \cos 2\theta \rangle = \frac{I_1 \left[\frac{A + 4a \langle \cos 2\theta \rangle / k_B T}{4} \right]}{I_0 \left[\frac{A + 4a \langle \cos 2\theta \rangle / k_B T}{4} \right]}. \quad (2.89)$$

Умова порогу отримується підстановкою розв’язку (2.86) в порогове рівняння (2.84). Остаточо, умова на мінімальну (порогову) безрозмірну інтенсивність A світлової хвилі, при якій відбувається вихід системи із початкового планарного стану відповідає першому додатному кореню рівняння

$$\frac{I_1 \left[\frac{A + 4a \langle \cos 2\theta \rangle / k_B T}{4} \right]}{I_0 \left[\frac{A + 4a \langle \cos 2\theta \rangle / k_B T}{4} \right]} = \frac{K_2}{2WL}, \quad (2.90)$$

де $\langle \cos 2\theta \rangle$ визначається з умови (2.89), яка з врахуванням (2.90) має вигляд:

$$\langle \cos 2\theta \rangle = \frac{K_2}{2WL} \quad (2.91)$$

На Рис 2.10 (б) зображено залежність порогової інтенсивності A_{th} від енергії зчеплення W за різних значень параметра взаємодії a . Оскільки $|I_1(x)/I_0(x)| < 1$, то у випадку коли енергія зчеплення W задовольняє умову $WL/K_2 < 1/2$, рівняння (2.90) не має дійсних розв'язків. Це означає, що система залишатиметься у початковому планарному стані незалежно від інтенсивності та часу опромінення. Дійсно, у випадку $A \rightarrow \infty$ відбувається ідеальне впорядкування молекул фотоорієнтату $f(\theta) \rightarrow \delta(\theta - \pi/2)$, але незважаючи на це, величина ефективної енергії зчеплення є обмеженою зверху значенням енергії зчеплення W : $F_S \rightarrow -(W/2)\sin^2\phi_L$ і є недостатньою для індукування нестійкості початкового планарного стану при $WL/K_2 < 1/2$.

2.2.3 Орієнтаційні переходи поля директора НРК

Після встановлення закрученої твіст конфігурації поля директора в об'ємі комірки НРК, на поверхні $z = L$ відбувається наведення легкої осі в напрямку перпендикулярному до орієнтування директора поблизу цієї поверхні. Це в свою чергу призводить до наступних орієнтаційних переходів в об'ємі НРК.

На Рис. 2.11 (а) наведено чисельно розраховану часову поведінку кута ϕ_L директора на фоточутливій поверхні підкладки у більшому часовому інтервалі порівняно з Рис. 2.9 (а). В порівнянні з першим орієнтаційним переходом всі наступні мають ряд відмінностей. По-перше, орієнтаційна нестійкість директора стає безпороговою. По-друге, відсутня симетрія залежності $f(\theta)$ відносно $\theta = 0$ та $\theta = \pi/2$ через (1) скінченний час переорієнтації директора та (2) $\phi_L \neq \pi/2$ у твіст конфігурації.

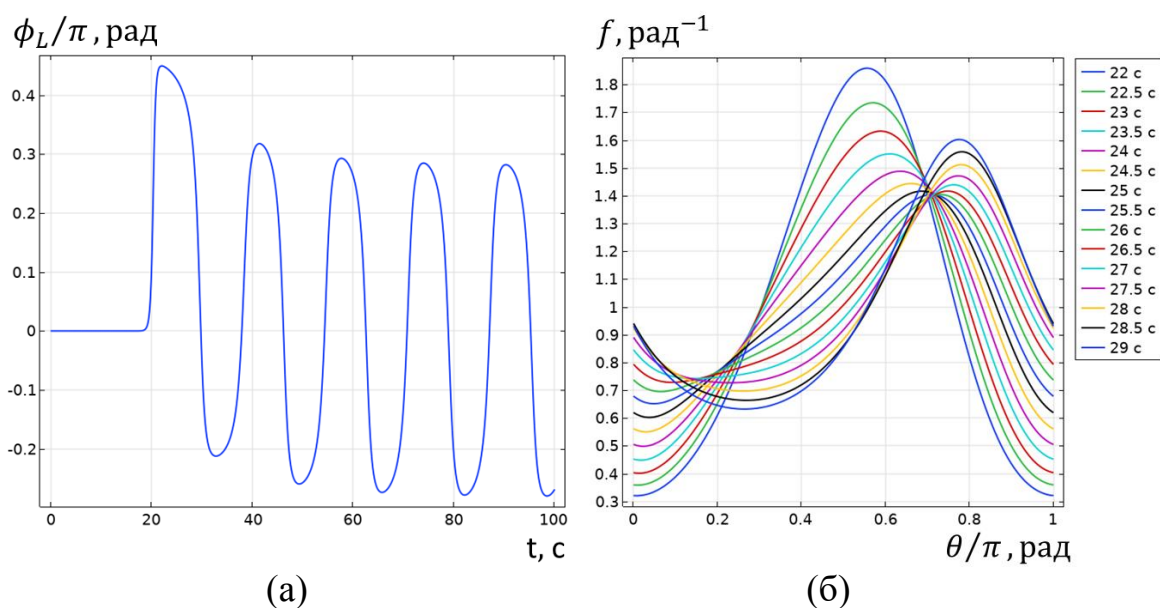


Рис. 2.11. (а) Часова залежність величини кута ϕ_L директора на фоточутливій поверхні. (б) Часова динаміка розподілу кутів орієнтації легкої осі у часовому інтервалі від 22 до 29 с з кроком 0.5 с, під час якої наводиться новий максимум при $\theta \approx 0.8\pi$.

Зазначені два фактори призводять до того, що зворотні переходи відбуваються з меншою затримкою в часі у порівнянні з першим (Рис. 2.11 (а)). Також, як видно з Рис. 2.11 (а), зворотні переходи переводять директор не назад в планарний стан, а в іншу закручену твіст конфігурацію. Подальша еволюція розв'язку якісно складається з серії переходів між ділянками, де кут директора змінюється повільно, встановлюючи таким чином автоколивальний процес. За кілька періодів автоколивання плавно зміщуються в бік менших значень модуля кута директора $|\phi_L|$, встановлюючи симетричні відносно $\phi_L = 0$ коливання в межах $-0.28\pi \lesssim \phi_L \lesssim 0.28\pi$. Зазначене зміщення спричинене силами пружних деформацій НРК через наявність межевої умови $\phi_0 = 0$ жорсткого зчеплення директора на поверхні $z = 0$.

На Рис. 2.11 (б) наведено еволюцію функції розподілу $f(\theta, t)$ кутів легкої осі в часовому проміжку $22 \leq t \leq 29$ с, що відповідає втраті стійкості твіст конфігурації $\phi_L \approx 0.45\pi$ та переходу системи в стан $\phi_L \approx -0.2\pi$. Зі збільшенням часу максимум функції розподілу $\theta = \pi/2$ зменшується та зміщується в бік більших кутів, де при $\theta \approx 0.8\pi$ починає формуватись новий максимум. Слід підкреслити, що новий максимум формується в напрямку що не є перпендикулярним до напрямку $\theta = \pi/2$ попереднього максимуму. Це обумовлено тим, що протягом першого орієнтаційного переходу кут ϕ_L директора на поверхні комірки змінювався в діапазоні $0 \leq \phi_L \lesssim 0.45\pi$, що в свою чергу спричиняло наведення легкої осі в області $0.5\pi \leq \theta \lesssim 0.95\pi$, утворюючи таким чином максимум в точці $\theta \approx 0.8\pi$.

Слід також зазначити, що вказана особливість справджується також і для наступних переходів між двома твіст конфігураціями. Зважаючи на симетрію легкої осі $f(\theta) = f(\theta + \pi)$, при втраті стійкості стану $\phi_L \approx 0.45\pi$ можливі два орієнтаційні переходи: у напрямку попереднього переходу ($\phi_L \approx 0.45\pi \rightarrow \phi_L \approx 0.8\pi$) або у зворотному напрямку ($\phi_L \approx 0.45\pi \rightarrow \phi_L \approx -0.2\pi$). Перехід у напрямку попереднього переходу є більш вигідним з точки зору впливу наведеної легкої осі F_S , оскільки кутова відстань до нового максимуму в

такому напрямку ϵ завжди меншою. Іншим фактором, що визначає напрямок орієнтаційного переходу ϵ пружні сили, що виникають при деформаціях директора НРК. Останні завдяки жорсткому зчепленню з поверхнею $z = 0$ відхиляють директор в бік початкового однорідного планарного стану $\phi(z) = 0$.

Таким чином, під час втрати стійкості твіст конфігурацій пружні сили конкурують з впливом від наведеної легкої осі. При цьому виявилось, що за використаних для розрахунку залежностей $\phi_L(z)$ на Рис. 2.11 (а) значень параметрів пружні сили кожен раз переважають і реалізуються лише зворотні переходи.

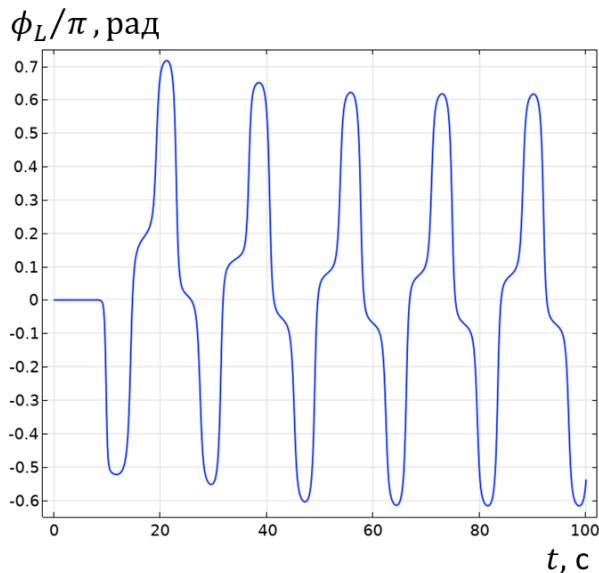


Рис. 2.12. Часова залежність кута ϕ_L директора на фоточутливій поверхні у випадку двох підряд зворотних орієнтаційних переходів.

На Рис. 2.12 наведено часову залежність кута ϕ_L директора на фоточутливій поверхні, розраховану за більшого значення інтенсивності світлової хвилі $A = 30$. Збільшення величини інтенсивності призводить до більш швидкого наведення легкої осі. При цьому максимум розподілу $f(\theta)$ ϵ вищим та більш локалізованим. Завдяки цьому, у раді твіст конфігурацій вплив від наведеної легкої осі переважає такий від пружних сил (наприклад,

при $t \approx 20$ с), і два орієнтаційних переходи підряд відбуваються в один бік. Слід зазначити, що повторний перехід у той самий бік відбувається із твіст конфігурацій з відносно малими відхиленнями $|\phi_L| \lesssim 0.2$, оскільки для таких станів вплив пружних деформацій є меншим. Як і у більш простому випадку, наведеному на Рис. 2.11 (а), коливання з часом плавно стають симетричними відносно $\phi_L = 0$.

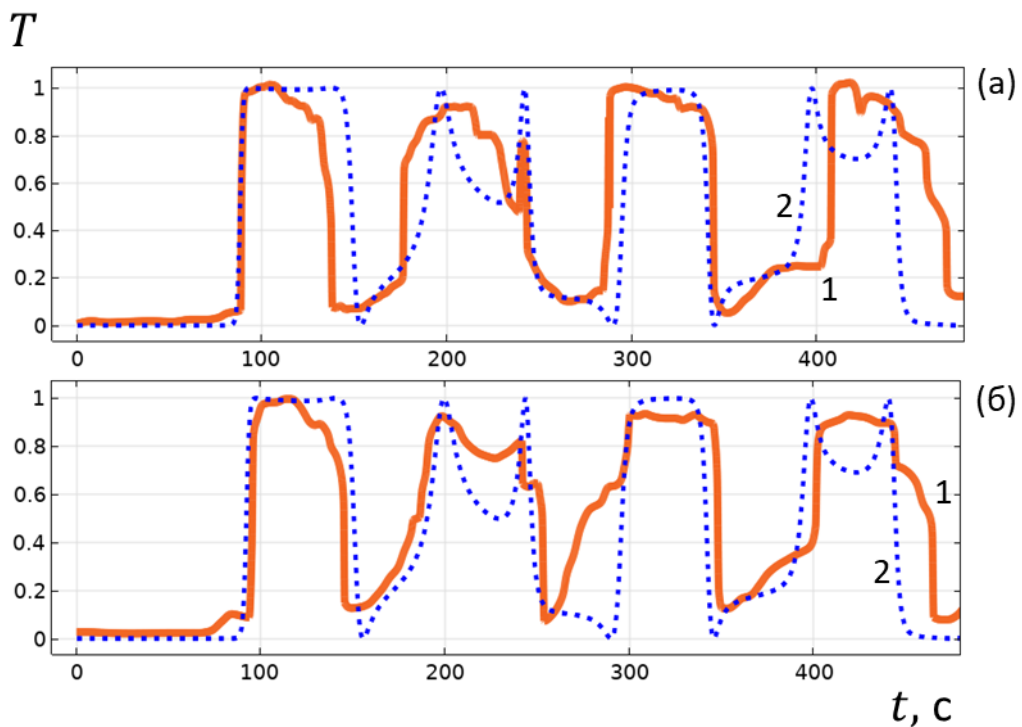


Рис. 2.13. Часові залежності коефіцієнта пропускання комірки НРК: експеримент (1) та розрахунки (2). (а) $W = 0.0072$ дин см^{-1} , $A = 55$; (б) $W = 0.0065$ дин см^{-1} , $A = 60$.

За умови виконання режиму Могена, коефіцієнт пропускання комірки НРК з поляризатором встановленим під кутом $\phi_p = 0$ та перпендикулярним йому аналізатором $\phi_a = \pi/2$ задається виразом $T = \sin^2 \phi_L$. На Рис. 2.13 зображено порівняння розрахункових часових залежностей коефіцієнта пропускання з експериментом [39]. Розрахунки проводились за наступних значень параметрів: $L = 15 \cdot 10^{-4}$ см, $\eta_V = 0.3$ П, $\gamma = 20$, $K_2 = 5 \cdot 10^{-7}$ дин,

$D = 8.7 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$, $a/kT = 0.1$. (а) $W = 0.0072 \text{ дин см}^{-1}$, $A = 55$;
(б) $W = 0.0065 \text{ дин см}^{-1}$, $A = 60$. Верхня та нижня панелі Рис. 2.13 відповідають різним місцям комірки НРК, в яких вимірювався коефіцієнт пропускання на експерименті.

Слід зазначити, що розраховані залежності $T(t)$ на Рис. 2.13 відповідають випадку, коли директор переходить між трьома твіст-конфігураціями як на Рис. 2.12. При цьому коливання починаючи з найпершого є майже симетричними відносно $\phi = 0$, внаслідок чого стабілізація автоколивань майже не змінює залежність $T(t)$ від періода до періода. Слід зауважити, що для 3-станового режиму характерним є чередування прямокутного ($t \approx 110\text{с}, 310\text{с}$) та викривленого ($t \approx 210\text{с}, 420\text{с}$) профілів коефіцієнта пропускання, причому викривлений профіль має вузький пік пов'язаний з переходом кута директора через точку $|\phi_L| = \pi/2$. Внаслідок симетризації автоколивань відносно $\phi = 0$ різниця між парними та непарними профілями коефіцієнта пропускання зменшується з часом. Зазначені особливості профілів коефіцієнта пропускання $T(t)$ знаходяться у гарній відповідності до експериментальних даних (Рис. 2.13) [39]. Зокрема, спостерігається відмінність форми парних та непарних профілів, а також наявність вузьких піків у парних профілях ($t = 230\text{с}$).

2.3 Результати та висновки до розділу 2

1. Теоретично досліджено електроіндуковану орієнтаційну нестійкість директора у планарній комірці флексоелектричного НРК, на підкладці якої легка вісь директора може змінювати орієнтацію під впливом електричного поля. Встановлено, що орієнтаційна нестійкість є пороговою, якщо вплив на рухому легку вісь електричного поля квадратичний по напруженості останнього і безпороговою у випадку лінійного впливу.

Показано, що порогова напруга U_{th} орієнтаційного переходу збільшується зі зменшенням значень параметра впливу α електричного поля на легку вісь, суми флексоелектричних коефіцієнтів $e_1 + e_3$ та зі збільшенням величин енергії зчеплення W нематика з рухомою легкою віссю та енергії зчеплення W_0 легкої осі з підкладкою.

Встановлено, що характерний час t_{on} ввімкнення системи збільшується:

а) зі збільшенням суми флексоелектричних коефіцієнтів $e_1 + e_3$, в'язкості γ , зі зменшенням енергій зчеплення W та W_0 , та практично не залежить від значень параметра α у випадку лінійного впливу;

б) зі зменшенням значень параметра впливу α , прикладеної напруги U (де $U > U_{th}$), в'язкості γ , величини флексополяризації $e_1 + e_3$, та зі збільшенням величини енергії зчеплення W_0 у випадку квадратичного впливу.

Характерний час t_{off} вимкнення системи зростає при зменшенні величини енергій зчеплення W та W_0 та при збільшенні параметра в'язкості γ незалежно від значення флексоелектричних сталих та характеру впливу електричного поля на легку вісь.

2. Теоретично досліджено світлоіндуковані переходи в комірці НРК з фоточутливою підкладкою. Встановлено, що індукована світловою хвилею орієнтаційна нестійкість початкового планарного стану поля директора є пороговою. Величина порогової інтенсивності I_{th} зменшується зі збільшенням

зменшенням енергії зчеплення W , товщини комірки L , параметра a міжмолекулярної взаємодії у світлочутливій підкладці та зі зменшенням сталої K_2 пружних деформацій директора. За умови $WL/K_2 < 1/2$ директор залишається у початковому планарному стані за довільних значень інтенсивності фотоорієнтуючої світлової хвилі.

Встановлено, що при інтенсивності фотоорієнтуючої світлової хвилі більшій за порогове значення I_{th} у комірці НРК встановлюються симетричні відносно кута $\phi = 0$ директора автоколивання між двома або більше закрученими твіст конфігураціями. Період першого коливання є найбільшим. Переходи між трьома та більше станами відбуваються при збільшенні значень об'ємної та поверхневої в'язкості, інтенсивності фотоорієнтуючої хвилі, коефіцієнта a міжмолекулярної взаємодії в фоточутливій підкладці, а також при зменшенні коефіцієнта дифузії D .

РОЗДІЛ 3. ЕЛЕКТРОКЕРУВАННЯ ПЛАЗМОННИМИ ПОЛЯРИТОНАМИ НА ПОВЕРХНІ КОМІРКИ ФЛЕКСОЕЛЕКТРИЧНОГО НРК

У розділі 3 досліджується електрокерування властивостями поширення ППП у тришаровій структурі метал – полімер – НРК [27,32,33,35]. У підрозділі 3.1 досліджено електроіндуковану орієнтаційну нестійкість поля директора у гомеотропній комірці флексоелектричного НРК. Проаналізовано вплив параметрів комірки, зокрема переднахилу легкої осі та флексоелектричного ефекту, на особливості орієнтаційних переходів, включаючи параметри та умови існування гістерезисів. У підрозділі 3.2 розвинуто аналітичну теорію поширення ППП у структурі метал – полімер – НРК. У підрозділі 3.3 останню застосовано для дослідження керування ефективним показником заломлення ППП у гомеотропній флексоелектричній комірці НРК.

3.1 Електроіндукована орієнтаційна нестійкість у гомеотропній комірці флексоелектричного НРК

3.1.1 Вільна енергія комірки НРК

Для дослідження орієнтаційної нестійкості директора флексоелектричного НРК розглянуто плоскопаралельну комірку, обмежену площинами $z = 0$ та $z = L$ [27,32,33,35]. Вихідна переважно гомеотропна орієнтація директора задається двома осями \mathbf{e} та \mathbf{v} легкого орієнтування директора на поверхнях $z = 0$ та $z = L$ [260,261]. Вісь \mathbf{e} задає гомеотропну, а вісь \mathbf{v} – похилу орієнтацію директора. Комірка знаходиться у постійному однорідному зовнішньому електричному полі \mathbf{E}_0 , що направлене вздовж осі Ox (Рис. 3.1). Вісь \mathbf{v} нахилена в бік осі Ox у площині xOz . Зчеплення на підкладці $z = 0$ з осями \mathbf{e} та \mathbf{v} задається енергіями зчеплення $W_{e,0}$ та $W_{v,0}$, а на підкладці $z = L$ – енергіями $W_{e,L}$ та $W_{v,L}$, відповідно.

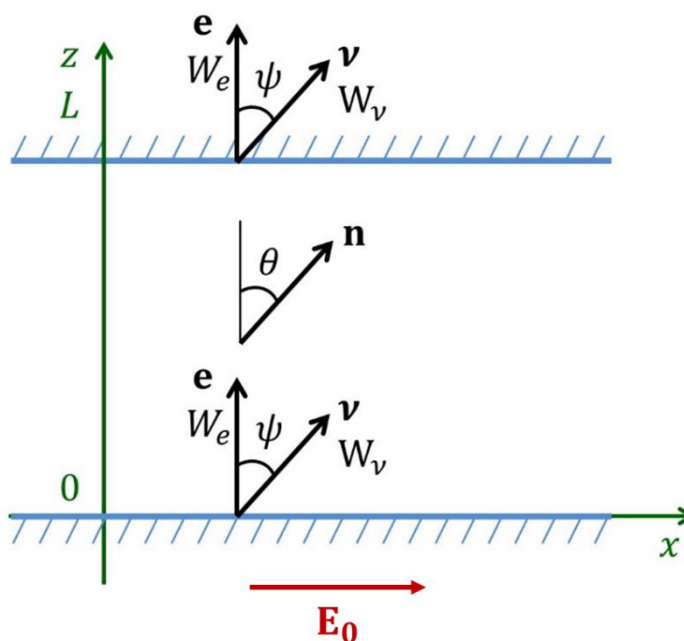


Рис. 3.1. Геометрія задачі.

Вільну енергія комірки НРК має наступну форму [2,62]:

$$F = F_{el} + F_E + F_{FE} + F_S, \quad (3.1)$$

$$F_{el} = \frac{1}{2} \int_V \left\{ K_1 (\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + K_3 [\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n}]^2 \right\} dV, \quad (3.2)$$

$$F_E = -\frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{E} \hat{\epsilon} \mathbf{E} dV, \quad (3.3)$$

$$F_{FE} = -\int_V \mathbf{P} \mathbf{E} dV, \quad (3.4)$$

$$F_S = -\frac{W_{e,0}}{2} \int_{z=0} (\mathbf{e}\mathbf{n})^2 dS - \frac{W_{v,0}}{2} \int_{z=0} (\mathbf{v}\mathbf{n})^2 dS - \\ -\frac{W_{e,L}}{2} \int_{z=L} (\mathbf{e}\mathbf{n})^2 dS - \frac{W_{v,L}}{2} \int_{z=L} (\mathbf{v}\mathbf{n})^2 dS, \quad (3.5)$$

де F_{el} – енергія пружних деформацій НРК, F_E – енергія анізотропної взаємодії рідкого кристалу з електричним полем, F_{FE} – енергія флексоелектричної взаємодії НРК з електричним полем, F_S – вільна енергія взаємодії НРК з опорними поверхнями при $z = 0$ та $z = L$ у формі потенціалу Рапіні [255] з двома осями \mathbf{e} та \mathbf{v} легкого орієнтування директора [260,261]. K_1, K_2, K_3 – сталі пружних деформацій НРК, \mathbf{n} – директор, $\mathbf{E} = (E_x(z), 0, E_z(z))$ – вектор локальної напруженості електричного поля, $\hat{\epsilon} = \epsilon_{\perp} \hat{1} + \epsilon_{\alpha} \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}$ – тензор статичної діелектричної проникності рідкого кристалу, $\epsilon_{\alpha} = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} > 0$ – діелектрична анізотропія НРК, $\mathbf{P} = e_1 (\mathbf{n} \cdot \operatorname{div} \mathbf{n}) - e_3 [\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n}]$ – вектор флексоелектричної поляризації, e_1 та e_3 – флексоелектричні сталі НРК, $W_{e,0}, W_{v,0}, W_{e,L}$ та $W_{v,L}$ – енергії зчеплення директора з осями \mathbf{e} та \mathbf{v} на підкладках $z = 0$ та $z = L$, відповідно.

У вибраній геометрії орієнтування однорідного директора і зовнішнього електричного поля орієнтаційна нестійкість поля директора можлива як плоска, так і з утворенням просторово-періодичної структури [262]. В рамках цієї роботи було розглянуто плоскі деформації поля директора НРК, що лежать у площині xOz . Умова існування останніх має вигляд $\epsilon_a K_2 / 4\pi (e_1 - e_3)^2 \geq 1$, як і в [262]. Унаслідок однорідності системи в напрямку осі Oy , директор в об'ємі НРК було записано у вигляді

$$\begin{aligned} \mathbf{n} &= (\sin \theta, 0, \cos \theta). \\ \mathbf{v} &= (\sin \psi, 0, \cos \psi) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Підставляючи (3.6) у (3.1 – 3.5), було одержано вираз для вільної енергії, що припадає на одиницю площі нематика:

$$\begin{aligned} F &= \int_0^L \frac{1}{2} (K_1 \sin^2 \theta + K_3 \cos^2 \theta) \theta_z'^2 dz - \\ &- \int_0^L \frac{1}{8\pi} (\epsilon_{xx} E_x^2 + 2\epsilon_{xz} E_x E_z + \epsilon_{zz} E_z^2) dz - \\ &- \int_0^L (P_x E_x + P_z E_z) dz - \frac{W_{e,0}}{2} \cos^2 \theta_0 - \frac{W_{e,L}}{2} \cos^2 \theta_L - \\ &- \frac{W_{v,0}}{2} \cos^2(\theta_0 - \psi) - \frac{W_{v,L}}{2} \cos^2(\theta_L - \psi), \end{aligned} \quad (3.7)$$

де $\theta_0 = \theta(0)$, $\theta_L = \theta(L)$. Компоненти вектора флексополяризації та тензора діелектричної проникності мають наступний явний вигляд:

$$\begin{aligned} P_x &= -e_1 \sin^2 \theta \theta_z' + e_3 \cos^2 \theta \theta_z' \\ P_z &= -(e_1 + e_3) \sin \theta \cos \theta \theta_z', \\ \epsilon_{xx} &= \epsilon_{\perp} + \epsilon_a \sin^2 \theta, \\ \epsilon_{xz} &= \epsilon_a \sin \theta \cos \theta, \\ \epsilon_{zz} &= \epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta. \end{aligned}$$

Рівноважний розподіл директора та електричного поля в комірці НРК визначається мінімумом функціоналу вільної енергії (3.7). Варіювання вільної енергії (3.7) відносно потенціалу Φ електричного поля ($\mathbf{E} = -\nabla\Phi$), призводить до отримання рівняння на розподіл потенціалу всередині комірки рідкого кристалу, що має вигляд:

$$\frac{\partial}{\partial x} D_x + \frac{\partial}{\partial z} D_z = 0, \quad (3.8)$$

де D_x та D_z – компоненти вектора індукції електричного поля:

$$\begin{aligned} D_x &= \epsilon_{xx} E_x + \epsilon_{xz} E_z + 4\pi P_x \\ D_z &= \epsilon_{zz} E_z + \epsilon_{xz} E_x + 4\pi P_z \end{aligned}$$

З рівняння $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ випливає, що $E_x(z) = \text{const}$, в той час як з рівняння (3.8) та з межових умов електростатики випливає рівність $D_z(z) = 0$. Вводячи напругу U у вигляді

$$U = \int_0^d E_x dx = E_x d, \quad (3.9)$$

де d – ширина комірки в напрямку Ox , отримано явний вираз для компоненти E_z електричного поля:

$$E_z = -\frac{1}{\epsilon_{zz}} \left(\epsilon_{xz} \frac{U}{d} + 4\pi P_z \right). \quad (3.10)$$

Вирази (3.9, 3.10) дозволяють переписати електричну та флексоелектричну частини вільної енергії (3.3, 3.4) через напругу U :

$$F_E = -\frac{\epsilon_{\parallel}\epsilon_{\perp}U^2}{8\pi d^2} \frac{1}{\epsilon_{zz}} - \frac{2\pi P_z^2}{\epsilon_{zz}}, \quad (3.11)$$

$$F_{FE} = \frac{U}{d} \left(\frac{\epsilon_{xz}}{\epsilon_{zz}} P_z - P_x \right) + \frac{4\pi P_z^2}{\epsilon_{zz}}. \quad (3.12)$$

Підставляючи (3.11, 3.12) в (3.7), отримуємо вільну енергію комірки НРК як функціонал кута директора θ :

$$\begin{aligned} F = & \int_0^L \frac{1}{2} (K_1 \sin^2 \theta + K_3 \cos^2 \theta) \theta_z'^2 dz - \int_0^L \frac{\epsilon_{\parallel}\epsilon_{\perp}U^2}{8\pi d^2} \frac{1}{\epsilon_{zz}} dz + \\ & + \int_0^L \frac{U}{d} \left(\frac{\epsilon_{xz}}{\epsilon_{zz}} P_z - P_x \right) dz + \int_0^L \frac{2\pi P_z^2}{\epsilon_{zz}} dz - \frac{W_{e,0}}{2} \cos^2 \theta_0 - \\ & - \frac{W_{e,L}}{2} \cos^2 \theta_L - \frac{W_{v,0}}{2} \cos^2(\theta_0 - \psi) - \frac{W_{v,L}}{2} \cos^2(\theta_L - \psi) \end{aligned} \quad (3.13)$$

Слід зазначити, що вираз (3.13) у випадку відсутності флексополяризації ($P_z = P_x = 0$), переднахилу ($\psi = 0$), та за умови жорсткого зчеплення ($W_e \rightarrow \infty$) узгоджується з результатами отриманими в [27,32,50].

3.1.2 Розрахунок поля директора

Варіювання функціоналу (3.13) за кутом θ призводить до отримання об'ємного рівняння на директор

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}K(\theta)'_{\theta}\theta_z'^2 + K(\theta)\theta_{zz}'' + \frac{\epsilon_{\parallel}\epsilon_{\perp}U^2}{4\pi d^2} \frac{\epsilon_{xz}}{\epsilon_{zz}^2} + \frac{\pi e^2 \sin 4\theta \theta_z'^2}{\epsilon_{zz}} + \\ + \frac{4\pi(e_1 + e_3)^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \epsilon_{xz}\theta_{zz}''}{\epsilon_{zz}} = 0, \end{aligned} \quad (3.14)$$

та межових умов на поверхнях $z = 0$ та $z = L$:

$$\begin{aligned} - \left[K(\theta)\theta_z' \frac{U}{d} + \left(\frac{\epsilon_{xz}}{\epsilon_{zz}} P_z - P_x \right)'_{\theta'} + \frac{2\pi}{\epsilon_{zz}} (P_z^2)'_{\theta'} \right] + \\ + \frac{W_{e,0}}{2} \sin 2\theta + \frac{W_{v,0}}{2} \sin 2(\theta - \psi) = 0, \quad z = 0, \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} \left[K(\theta)\theta_z' \frac{U}{d} + \left(\frac{\epsilon_{xz}}{\epsilon_{zz}} P_z - P_x \right)'_{\theta'} + \frac{2\pi}{\epsilon_{zz}} (P_z^2)'_{\theta'} \right] + \\ + \frac{W_{e,L}}{2} \sin 2\theta + \frac{W_{v,L}}{2} \sin 2(\theta - \psi) = 0, \quad z = L. \end{aligned} \quad (3.16)$$

де

$$K(\theta) = K_1 \sin^2 \theta + K_3 \cos^2 \theta. \quad (3.17)$$

Інтегруючи двічі задачу (3.14 – 3.17), отримано розв'язок у квадратурах для розподілу $\theta(z)$ директора в комірці НРК за умови $\theta(z) \neq const$:

$$z = \chi(z_m - z) \frac{d}{U} \sqrt{\frac{4\pi(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)}{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \epsilon_a}} \int_{\theta_0}^{\theta} S(\theta, \theta_m) d\theta +$$

$$+ \chi(z - z_m) \left(L - \frac{d}{U} \sqrt{\frac{4\pi(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)}{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \epsilon_a}} \int_{\theta_L}^{\theta} S(\theta, \theta_m) d\theta \right), \quad (3.18)$$

$$S(\theta, \theta_m) =$$

$$= \sqrt{\frac{(K_1 \sin^2 \theta + K_3 \cos^2 \theta)(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta) + \pi(e_1 + e_3)^2 \sin^2 2\theta}{\cos^2 \theta - \cos^2 \theta_m}}, \quad (3.19)$$

де сталі θ_0 , θ_m , θ_L та z_m визначаються з наступних межових умов:

$$z_m = \frac{d}{U} \sqrt{\frac{4\pi(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)}{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \epsilon_a}} \int_{\theta_0}^{\theta_m} S(\theta, \theta_m) d\theta \quad (3.20)$$

$$z_m = L - \frac{d}{U} \sqrt{\frac{4\pi(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)}{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \epsilon_a}} \int_{\theta_L}^{\theta_m} S(\theta, \theta_m) d\theta \quad (3.21)$$

$$\frac{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \epsilon_a U^2 [(K_1 \sin^2 \theta_0 + K_3 \cos^2 \theta_0)(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_0) + \pi(e_1 + e_3)^2 \sin^2 2\theta_0]}{4\pi d^2 (\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_0)^2 (\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m) (\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \theta_m)^{-1}} =$$

$$= \left[\frac{W_{e,0}}{2} \sin 2\theta_0 + \frac{W_{v,0}}{2} \sin 2(\theta_0 - \psi) + \right. \\ \left. + \frac{U}{d} \left(\epsilon_a (e_1 + e_3) \frac{\sin^2 \theta_0 \cos^2 \theta_0}{\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_0} + e_1 \sin^2 \theta_0 + e_3 \cos^2 \theta_0 \right) \right]^2 \quad (3.22)$$

$$\frac{\epsilon_{\parallel}\epsilon_{\perp}\epsilon_a U^2 [(K_1 \sin^2 \theta_L + K_3 \cos^2 \theta_L)(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_L) + \pi(e_1 + e_3)^2 \sin^2 2\theta_L]}{4\pi d^2 (\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_L)^2 (\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)(\cos^2 \theta_L - \cos^2 \theta_m)^{-1}} =$$

$$= \left[\frac{W_{e,L}}{2} \sin 2\theta_L + \frac{W_{v,L}}{2} \sin 2(\theta_L - \psi) + \right. \\ \left. + \frac{U}{d} \left(\epsilon_a (e_1 + e_3) \frac{\sin^2 \theta_L \cos^2 \theta_L}{\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_L} + e_1 \sin^2 \theta_L + e_3 \cos^2 \theta_L \right) \right]^2 \quad (3.23)$$

Розв'язки (3.18 – 3.23) визначають стаціонарні розподіли директора $\theta(U)$ у флексоелектричній комірці НРК з врахуванням переднахилу та скінченності енергії зчеплення. Слід зазначити, що система рівнянь (3.14 – 3.17) має як знакосталі, так і знакозмінні розв'язки з одним або більше вузлами – подібно до класичної задачі коливання струни. Незважаючи на те, що деякі з таких розв'язків є стійкими, відповідні їм стани директора не досягаються шляхом переходу з вихідної гомеотропної конфігурації при зміні величини напруги. Тому в подальшому такі розв'язки не розглядаються.

Стаціонарні розв'язки $\theta(U)$, для яких $\partial\theta/\partial U < 0$ та $\text{sign } \theta = \text{const}$ є нестійкими відносно малих деформацій поля директора, що можна встановити аналізуючи часову поведінку кута θ директора в об'ємі НРК. Остання визначається модифікованим рівнянням (3.14) з похідною $\eta_V \partial\theta/\partial t$ у правій частині, де $\eta_V > 0$ – коефіцієнт об'ємної в'язкості НРК [2]. Нехай θ_1 та $\theta_2 = \theta_1 + \delta\theta$ – нескінченно близькі стаціонарні розв'язки, що відповідають нескінченно близьким величинам напруг U_1 та $U_2 = U_1 + dU$. Тут малі величини $\delta\theta < 0$ і $dU > 0$ відповідають випадку $\partial\theta/\partial U < 0$. Розглянемо еволюцію стаціонарного розв'язку θ_2 при величині прикладеної напруги U_1 . Оскільки $U_2 > U_1$, то з модифікованого рівняння (3.14) випливає, що похідна $\partial\theta/\partial t < 0$, тобто розв'язок з часом віддаляється від стаціонарного значення θ_1 . Таким чином, розв'язок θ_1 є нестійким відносно малого збурення $\theta_1 \rightarrow \theta_1 + \delta\theta$, а ділянки залежності $\theta(U)$ з $\partial\theta/\partial U < 0$ відповідають нестійким стаціонарним розв'язкам.

3.1.3 Орієнтаційні переходи поля директора за відсутності переднахили легкої осі та флексоелектричної поляризації

Для ілюстрації властивостей розв'язків рівнянь (3.18 – 3.23) спершу було розглянуто симетричну комірку НРК без флексоелектричних властивостей за відсутності переднахили легкої осі: $W_{e,L} = W_{e,0} = W$, $W_{v,L} = W_{v,0} = 0$, $e_1 = e_3 = 0$. За таких умов вихідна задача є симетричною відносно перетворення $z \rightarrow L - z$, що дозволяє суттєво спростити розв'язок (3.18 – 3.23), враховуючи що $z_m = L/2$, $\theta_0 = \theta_L$:

$$z = \chi \left(\frac{L}{2} - z \right) \frac{d}{U} \sqrt{\frac{4\pi(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)}{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \epsilon_a}} \int_{\theta_0}^{\theta} S(\theta, \theta_m) d\theta + \chi \left(z - \frac{L}{2} \right) \left(L - \frac{d}{U} \sqrt{\frac{4\pi(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)}{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \epsilon_a}} \int_{\theta_L}^{\theta} S(\theta, \theta_m) d\theta \right), \quad (3.24)$$

$$S(\theta, \theta_m) = \sqrt{\frac{(K_1 \sin^2 \theta + K_3 \cos^2 \theta)(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta)}{\cos^2 \theta - \cos^2 \theta_m}}, \quad (3.25)$$

де параметри θ_0 та θ_{max} визначаються з рівнянь

$$\frac{L}{2} = \frac{d}{U} \sqrt{\frac{4\pi(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)}{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \epsilon_a}} \int_{\theta_0}^{\theta_m} S(\theta, \theta_m) d\theta, \quad (3.26)$$

$$\frac{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \epsilon_a U^2 (K_1 \sin^2 \theta_0 + K_3 \cos^2 \theta_0)(\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \theta_m)}{4\pi d^2 (\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_0)(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)} = \frac{W^2}{4} \sin^2 2\theta_0. \quad (3.27)$$

Розв'язки (3.24 – 3.27) мають бути доповнені тривіальними розв'язками типу $\theta(z) = \text{const}$: $\theta \equiv 0$ та $\theta \equiv \pi/2$, що є стійкими за певних значень параметрів системи.

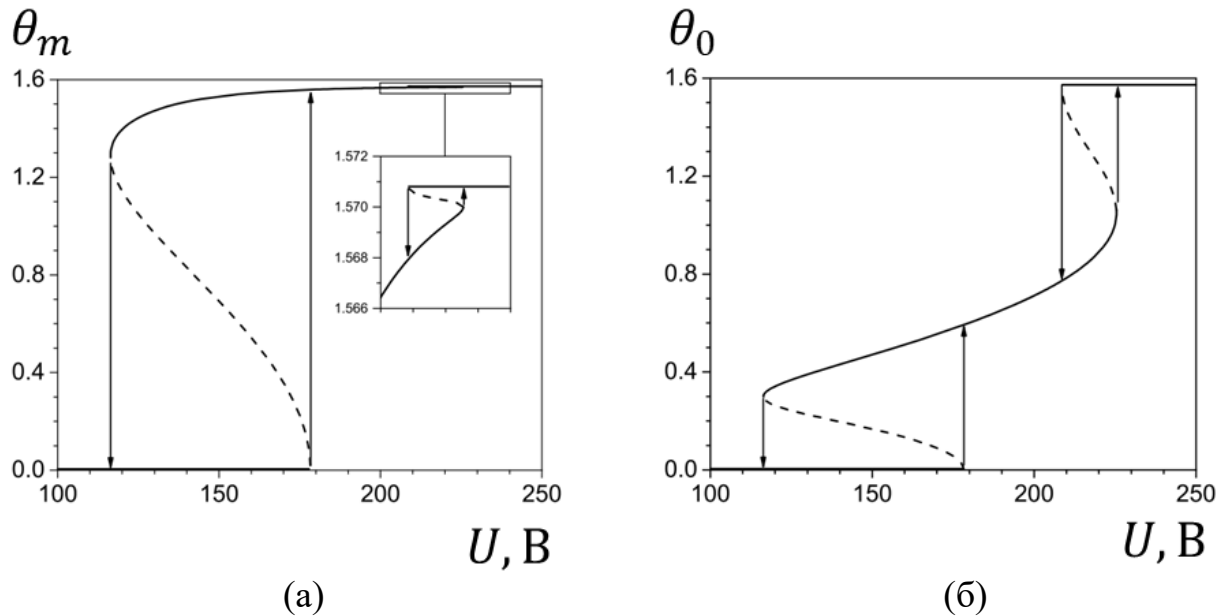


Рис. 3.2. Залежності максимального кута відхилення θ_m (а) та кута θ_0 (б) директора на підкладці від прикладеної напруги U . Суцільні лінії відповідають стійким розв'язкам, а пунктирні – нестійким.

На Рис. 3.2 наведено розрахункові залежності максимального кута θ_m відхилення директора (а) та кута θ_0 директора на поверхні комірки (б) від значень прикладеної напруги U для величини безрозмірної енергії зчеплення $w = WL/K_3 = 10$. Розрахунки було виконано за значень параметрів НРК-комірки $\epsilon_{\parallel} = 19$, $\epsilon_{\perp} = 5$, $K_1 = 1.1 \cdot 10^{-6}$ дин, $K_3 = 1.5 \cdot 10^{-6}$ дин, $L = 10$ мкм, $d = 1$ мм близьких до типових [2,254]. При збільшенні від нуля величини напруги U в системі відбуваються орієнтаційні переходи з однорідного гомеотропного стану в неоднорідний, а потім – з неоднорідного в однорідний планарний стани.

Зазначені переходи є пороговими та можуть супроводжуватися гістерезисами. За наявності останнього при досягненні напругою U порогових

значень U_{th} система стрибкоподібно переходить із однорідного стану в неоднорідний і навпаки. Слід зазначити, що при зменшенні напруги, обернені переходи також носять пороговий характер, проте відбуваються за менших величин порогових напруг $U'_{th} < U_{th}$, ніж при її збільшенні. Очевидно вільна енергія системи як функція максимального кута θ_m директора має розділені максимумом два локальних мінімуми, що відповідають стійким станам системи. Один з них реалізується при $\theta_m = 0$ та/або $\pi/2$, а інший – при $\theta_m \neq 0$. Перехід між цими стійкими станами і супроводжується гістерезисом. У цілому при зміні величини напруги в системі можуть спостерігатися два гістерезиси орієнтаційних переходів з однорідно орієнтованих гомеотропного та планарного станів в неоднорідний.

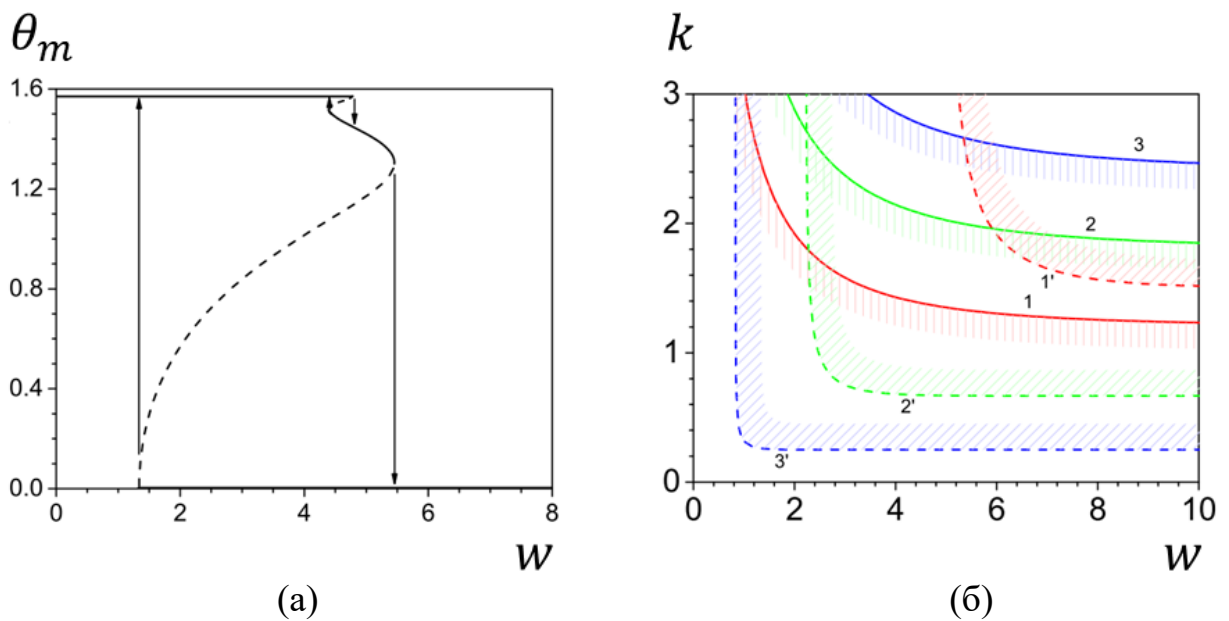


Рис. 3.3. Залежності максимального кута директора θ_m (а) директора та критичних значень k_{th} (б) від величини енергії зчеплення w . (а) $U = 100$ В. (б) k_{th1} – суцільні лінії, k_{th2} – пунктирні лінії. Штриховка відповідає наявності гістерезисів. $\epsilon_a/\epsilon_{\parallel} = 0.4$ (1,1'), 0.6 (2,2'), 0.8 (3,3').

Зазначені орієнтаційні переходи суттєво залежать не тільки від величини напруги U , а й від значень енергії зчеплення W директора з

поверхнею. На Рис. 3.3 (а) приведено розрахункові залежності мінімального θ_0 та максимального θ_m кутів директора від значень енергії зчеплення w . При відносно слабкому зчепленні $w \lesssim 1$ розподіл директора в об'ємі комірки НРК повністю визначається електричним полем і є планарним. При збільшенні від нуля величини ε та досягнення нею порогового значення $w_{th1} \approx 4.8$ система стрибком переходить з однорідно орієнтованого планарного стану в неоднорідний. За таких значень w вплив поверхні на орієнтаційне впорядкування об'єму НРК здатен конкурувати з впливом електричного поля. Подальше збільшення значень w призводить до зменшення деформацій поля директора і при досягненні величини $w_{th2} \approx 5.4$ система стрибком переходить в вихідний гомеотропний стан. При зменшенні значень w із області сильного зчеплення $w \gtrsim 10$ система із однорідного гомеотропного стану повертається в планарно орієнтований стан при досягненні $w'_{th2} \approx 1.3$, минуючи при цьому неоднорідний стан. Слід зазначити, що неоднорідно орієнтований стан може реалізуватися тільки шляхом збільшення величини w з області слабого зчеплення $w \lesssim 1$. При цьому обернений перехід з неоднорідного орієнтованого стану в планарний має місце при значеннях енергії зчеплення $w'_{th1} \approx 4.4 < w_{th1}$.

Умови існування та параметри гістерезису (величини порогів та ширина петлі) переходу системи з вихідного гомеотропно орієнтованого стану в неоднорідний і навпаки при зміні величини напруги визначаються поведінкою вільної енергії системи при малих відхиленнях системи від вихідного стану з $\theta = 0$. Із лінеаризованих по куту θ рівняння та з межових умов випливає наступний вираз для кута директора

$$\theta(z) = \sum_{n=1}^{\infty} \theta_n \cos \left[\kappa_n \left(z - \frac{L}{2} \right) \right]. \quad (3.28)$$

Тут θ_n – сталі інтегрування, κ_n – додатні корені рівняння

$$\tan \frac{\kappa}{2} = \frac{w}{\kappa},$$

де

$$\kappa^2 = \frac{\epsilon_a \epsilon_{\perp} U^2}{4\pi \epsilon_{\parallel} K_3 d^2}$$

Величина порогової напруги U_{th1} переходу системи з гомеотропно орієнтованого стану в неоднорідний дається найменшим додатним розв'язком κ_1 рівняння.

Підставляючи найсильнішу гармоніку $\theta(z) = \theta_m \cos[\kappa_1(z - L/2)]$, що першою втрачає стійкість у вільну енергію F системи, отримуємо розклад F в ряд по степенях максимального кута θ_m відхилення директора $F = \alpha\theta_m^2 + \beta\theta_m^4/2 + \gamma\theta_m^6/3 + o(\theta_m^8)$. Умова наявності гістерезису, як і в [51], дається нерівністю $\beta|_{U=U_{th}} < 0$, яка набуває вигляду

$$2 \left(\frac{3\epsilon_a}{\epsilon_{\parallel}} - \frac{K_1}{K_3} \right) \kappa_1 + 8 \left(\frac{\epsilon_a}{\epsilon_{\parallel}} \right) \sin \kappa_1 + \left(\frac{K_1}{K_3} + \frac{\epsilon_a}{\epsilon_{\parallel}} \right) \sin 2\kappa_1 > 0. \quad (3.29)$$

Слід зазначити, що в випадку абсолютно жорсткого зчеплення ($w \rightarrow \infty$) критерій узгоджується з результатами [50]. Як видно із умови (3.29), область існування гістерезису визначається не тільки величиною енергії зчеплення w , але і значеннями параметра $k = K_1/K_3$. На Рис 3.3 (б) наведені чисельно отримані залежності критичного значення параметра k_{th1} (значення k , які відповідають $\beta|_{U=U_{th}} = 0$) від величини енергії зчеплення w для декількох значень відношення $\epsilon_a/\epsilon_{\parallel}$. Тут при $k < k_{th1}$ орієнтаційний перехід між однорідним гомеотропним і неоднорідним станами супроводжується гістерезисом ($\beta|_{U=U_{th1}} < 0$), а при $k > k_{th1}$ – гістерезис відсутній. Збільшення значення відношення $\epsilon_a/\epsilon_{\parallel}$ та зменшення величини w приводить до розширення області гістерезису по величині параметра k .

Аналогічно визначаються умови існування та параметри гістерезису орієнтаційного переходу системи між однорідним планарним та неоднорідним станами. Розглядаючи вільну енергію системи при невеликих відхиленнях кута директора від стаціонарного стану $\theta = \pi/2$, отримано умову існування гістерезису

$$-2 \left(\frac{K_3}{K_1} + \frac{3\epsilon_a}{\epsilon_{\perp}} \right) \tilde{\chi}_1 + 8 \frac{\epsilon_a}{\epsilon_{\perp}} \sinh \tilde{\chi}_1 + \left(\frac{K_1}{K_3} + \frac{\epsilon_a}{\epsilon_{\parallel}} \right) \sinh 2\tilde{\chi}_1 < 0. \quad (3.30)$$

Тут $\tilde{\chi}_1$ – позначає найменший додатний корінь рівняння

$$\tan \frac{\tilde{\chi}}{2} = \frac{w}{k\tilde{\chi}'},$$

де

$$\tilde{\chi}^2 = \frac{\epsilon_a \epsilon_{\parallel} U^2}{4\pi \epsilon_{\perp} K_3 d^2}.$$

визначає величину порога U_{th2} переходу системи з однорідного планарного стану в неоднорідний. Слід зазначити, що зі збільшенням значень w величина порога U_{th2} зростає і в граничному випадку абсолютно жорсткого зчеплення стає нескінченно великою. Тому в останньому випадку перехід системи в пларно орієнтований стан не можливий ні при яких величинах напруг.

Залежності критичного значення параметра k_{th2} від величини w наведені на Рис. 3.3 (б). Тут при $k > k_{th2}$ орієнтаційний перехід між однорідним планарним та неоднорідним станами системи супроводжується гістерезисом, а при $k < k_{th2}$ гістерезис відсутній. Зі збільшенням величин відношення $\epsilon_a/\epsilon_{\parallel}$ та зменшенням значення w область гістерезису звужується по величині параметра k . Для всіх значень відношення $\epsilon_a/\epsilon_{\parallel}$ зі збільшенням величини w критичні значення k_{th1} і k_{th2} монотонно спадають. Слід зазначити, що в області значень $k_{th2} < k < k_{th1}$ гістерезисом супроводжуються орієнтаційні переходи системи як з однорідного гомеотропного стану в неоднорідний, так і з неоднорідного в однорідний планарний стан та навпаки. Ця область “подвійного” гістерезису існує за умови $k_{th2} < k_{th1}$ та реалізується для значень відношення $\epsilon_a/\epsilon_{\parallel} \gtrsim 0.5$. В областях значень $k < k_{th2}$ та $k > k_{th1}$ наявний тільки один з гістерезисів орієнтаційного переходу системи із однорідного гомеотропного стану в неоднорідний та із однорідного планарного в неоднорідний стан відповідно. Для значень відношення $\epsilon_a/\epsilon_{\parallel} \lesssim 0.5$ виконується $k_{th1} < k_{th2}$. Тоді в областях

значень $k < k_{th1}$ та $k > k_{th2}$ наявний тільки один з гістерезисів орієнтаційного переходу системи, тоді як в області $k_{th1} < k < k_{th2}$ гістерезиси відсутні взагалі.

Не дивлячись на те, що природа гістерезисів орієнтаційних переходів директора при зміні прикладеної напруги достеменно не відома, проте, її можна якісно пояснити, розглядаючи баланс внесків у вільну енергію системи від пружних сил НРК, поверхневого зчеплення НРК та зовнішнього електричного поля. Поверхня намагається орієнтувати директор уздовж осі Oz , тоді як електричне поле – вздовж осі Ox , а пружні сили при цьому намагаються зменшити деформації поля директора. Збільшення «направленості» кожного із внесків призводить до того, що деякі проміжні конфігурації директора стають не вигідними і втрата ними стійкості супроводжується стрибком кута директора та виникненням гістерезису ($\beta < 0$). Зменшення ж «направленості» конкуруючих сил призводить до плавних змін поля директора без гістерезису ($\beta > 0$).

Зокрема, «направленість» взаємодії НРК з електричним полем можна охарактеризувати відношенням $\epsilon_a/\epsilon_{\parallel}$. Збільшення значення останнього призводить до розширення області існування гістерезисів по величинах параметрів k та w (Рис. 3.3(б)). При переорієнтації поля директора з гомеотропного стану у неоднорідний визначальною пружною сталою є K_3 ((3.17), $\theta \ll 1$), а отже зменшення величин $k = K_1/K_3$ та $w = WL/K_3$ призводить до збільшення «направленості» вкладу пружних сил і появи гістерезисів (Рис. 3.3(б), суцільні лінії). При переорієнтації директора з неоднорідного стану у планарний, визначальною пружною сталою є K_1 ((3.17), $|\theta - \pi/2| \ll 1$), а отже збільшення величин $k = K_1/K_3$ та $w = WL/K_3$ призводить до розширення області існування гістерезисів (Рис. 3.3(б), пунктирні лінії).

3.1.4 Врахування переднахилу легкої осі в комірці НРК

Для дослідження впливу переднахилу в комірці НРК на орієнтаційні переходи поля директора під впливом зовнішнього електричного поля було розглянуто більш загальний випадок $W_v \neq 0$, а саме: $W_{v,L} = W_{v,0} = W_v$. Стаціонарний розподіл директора в такому разі описується розв'язком (3.24 – 3.26) та модифікованою межевою умовою (3.23):

$$\frac{\epsilon_{\parallel}\epsilon_{\perp}\epsilon_a U^2 (K_1 \sin^2 \theta_0 + K_3 \cos^2 \theta_0)(\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \theta_m)}{4\pi d^2 (\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_0)(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)} = \left[\frac{W_e}{2} \sin 2\theta_0 + \frac{W_v}{2} \sin 2(\theta_0 - \psi) \right]^2 \quad (3.31)$$

За відсутності зовнішнього електричного поля ($U = 0$) розв'язок рівняння з межевими умовами є тривіальним:

$$\theta(z) = \theta_0 = \frac{1}{2} \arctan \frac{W_v \sin 2\psi}{W_e + W_v \cos 2\psi}, \quad (3.32)$$

де значення \arctan мають бути приведені до першого квадранту. При цьому кут директора в об'ємі комірки є однорідним і співпадає з його значенням на поверхні підкладки.

На Рис. 3.4 зображено розрахункові залежності значень кута θ_0 директора на поверхні комірки та максимального кута θ_m директора в об'ємі НРК від величини прикладеної напруги U . Розрахунки виконані при значеннях $w_e = W_e L / K_3 = 4$ і $w_v = W_v L / K_3 = 6$, $\psi = 1^\circ$, $L = 10$ мкм, $\epsilon_{\parallel} = 19$, $\epsilon_{\perp} = 5$, $K_1 = 1.1 \cdot 10^{-6}$ дин, $K_3 = 1.5 \cdot 10^{-6}$ дин, $d = 1$ мм, близьких до типових [15,263,264].

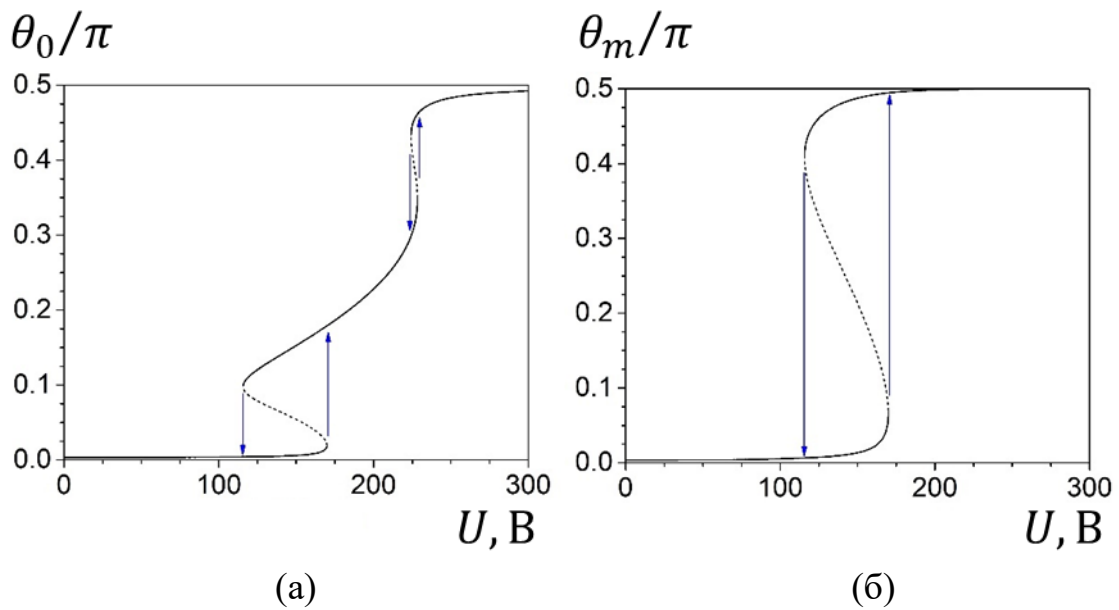


Рис. 3.4. Залежність кутів θ_0 (а) та θ_m (б) від прикладеної напруги U .

При збільшенні від нуля прикладеної напруги U кути θ_0 та θ_m директора починають неперервно зростати від їх початкового значення (3.32). Втрата стійкості вихідного однорідного розподілу (3.32) директора є безпороговою за наявності переднахилу директора на обмежуючій поверхні та пороговою за відсутності такого. Подібно до випадку відсутності переднахилу, розглянутого в попередньому пункті, при подальшому збільшенні величини прикладеної напруги U в системі можуть виникати стрибкоподібні орієнтаційні переходи між близьким до гомеотропного однорідним станом, неоднорідним, та близьким до планарного станами, що супроводжуються гістерезисом. Загалом, при зміні величини прикладеної напруги U в системі можуть спостерігатися до двох гістерезисів орієнтаційних переходів.

При збільшенні величини прикладеної напруги U та досягненні нею значення $U \approx 170$ В (Рис. 3.4), величини кута θ_0 відхилення директора на поверхні і максимального кута θ_m директора в об'ємі НРК стрибкоподібно збільшуються приблизно на $\Delta\theta_0 \approx 0.15\pi$ та $\Delta\theta_m \approx 0.45\pi$ відповідно. Обернений перехід відбувається при меншій величині напруги, $U \approx 120$ В, та з меншими амплітудами стрибкоподібної переорієнтації директора, а саме,

$\Delta\theta_0 \approx 0.1\pi$ та $\Delta\theta_m \approx 0.4\pi$, відповідно. В області прикладених напруг U близько 230 В, переорієнтація директора супроводжується ще одним гістерезисом поблизу значень $\theta(z) = \pi/2$. Для типових величин параметрів НРК-комірок цей гістерезис є значно меншим як по ширині (різниця критичних значень напруженостей прямого та оберненого переходів), так і по амплітуді $\Delta\theta_m$ зміни максимального кута директора. Однак амплітуди зміни $\Delta\theta_0$ кута директора на поверхні є величинами одного порядку для обох гістерезисів.

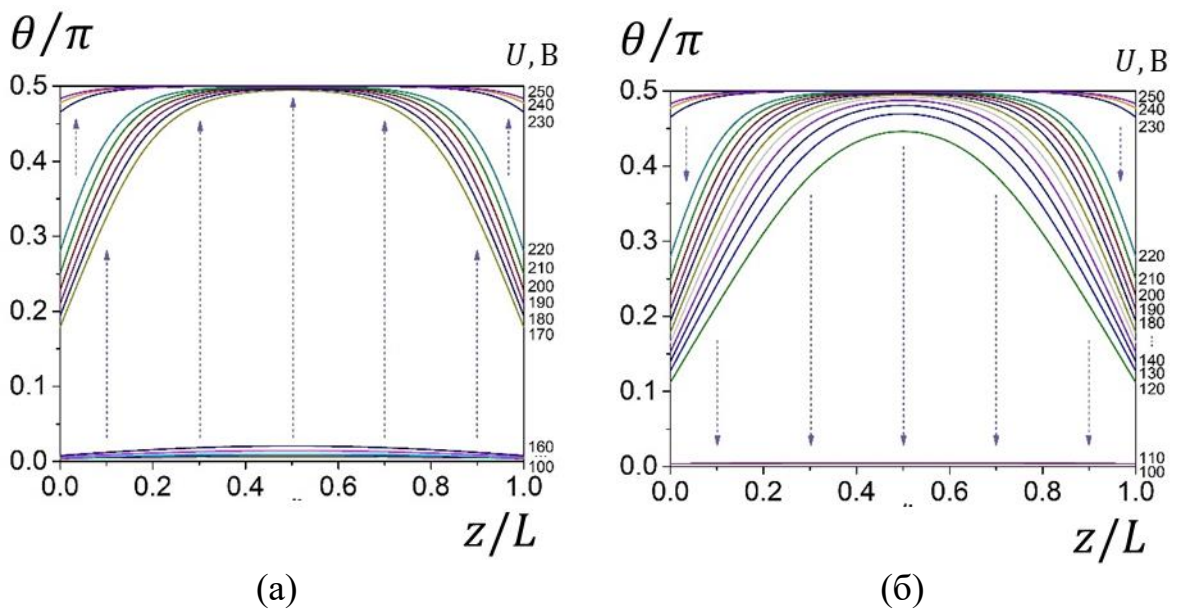


Рис. 3.5. Стаціонарні залежності кута θ директора по товщині комірки при збільшенні (а) та зменшенні (б) величини напруги U . Стрілки позначають орієнтаційні переходи в комірці.

На Рис. 3.5 (а) приведено розрахункові залежності кута θ директора по товщині комірки при збільшенні величини прикладеної напруги U в інтервалі значень від 100 В до 250 В. За значень прикладеної напруги U менше 160 В значення кута θ директора локалізовані поблизу його початкового значення (3.32) з максимальним відхиленням, що не переважає величини $\Delta\theta \approx 0.02\pi$. При досягненні величиною прикладеної напруги U значення $U \approx 170$

В система стрибкоподібно переходить зі слабо неоднорідного гомеотропного стану в суттєво неоднорідний. При цьому ніяким плавним збільшенням величини прикладеної напруги U не можна досягти значень кутів директора в інтервалі від 0.02π до 0.18π . Подальше збільшення величини прикладеної напруги U призводить до плавного зростання значень кута θ директора в області зміни координати $z/L \in [0, 0.3]$ та $[0.7, 1]$. При досягненні напругою U величини критичного значення (близько 230 В) другого гістерезисного переходу поле директора зазнає стрибкоподібної переорієнтації поблизу обмежуючих поверхонь, так що система переходить в слабо неоднорідний планарний стан. За наявності переднахилу легкої осі на поверхні, планарний стан строго кажучи досягається тільки в наближенні $U \rightarrow \infty$.

При зменшенні величини прикладеної напруги U від значення 250 В до 100 В (Рис. 3.5 (б)) має місце релаксація поля директора зі слабо неоднорідного планарного стану $\theta(z) \approx \pi/2$ у вихідний (3.32) однорідний стан. Критичні величини напруженостей прямого та оберненого гістерезисних переходів системи зі слабо неоднорідного планарного стану в суттєво неоднорідний і навпаки є близькими (ширина петлі гістерезису складає близько 10 В). Тому значення кута θ директора, що реалізуються при зменшенні величини прикладеної напруги U в області 170 – 250 В є близькими до таких, що досягаються при збільшенні останньої. Однак, ширина петлі гістерезису переходу системи із суттєво неоднорідного стану в вихідний слабо неоднорідний гомеотропний і навпаки складає близько 60 В. Слід зазначити, що при зменшенні величини прикладеної напруги U нижче 170 В вдається досягти значень кута θ директора в інтервалі $0.12\pi - 0.18\pi$, які неможливо реалізувати виключно збільшенням величини прикладеної напруги U .

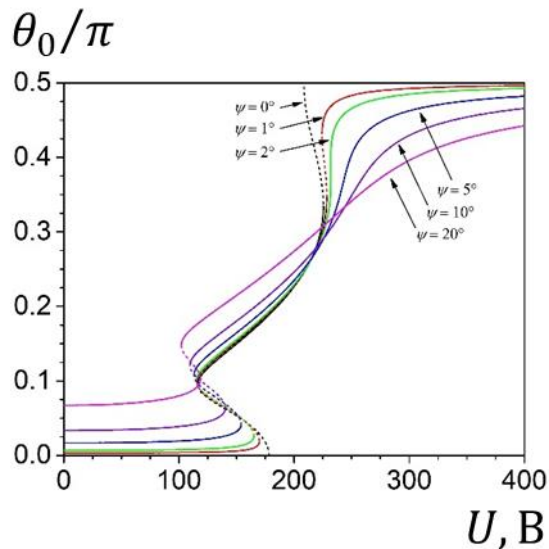


Рис. 3.6 Стаціонарні залежності кута θ_0 директора на поверхні від величини напруги U для різних значень кута ψ орієнтування легкої осі \mathbf{v} .

Збільшення переднахилу директора на поверхні підкладки, що забезпечується кутом ψ орієнтування легкої осі \mathbf{v} , призводить до згладження залежностей кутів $\theta_0(U)$ та $\theta_m(U)$ (Рис. 3.6) і, як наслідок, до зменшення ширини та амплітуди обох гістерезисних переходів у системі. Вже при величині кута $\psi \approx 2^\circ$ зникає гістерезис переходу системи із неоднорідного стану в планарний і навпаки ($U_{th} \approx 240$ В). Зі збільшенням значень кута ψ гістерезис переходу системи з гомеотропного стану в неоднорідний і навпаки зсувається в бік менших значень критичної прикладеної напруги U .

Згідно з розрахунками, область існування гістерезису суттєво залежить від значень енергій зчеплення w_e , w_v , відношення параметрів K_1/K_3 та величини кута ψ орієнтування легкої осі \mathbf{v} . На Рис. 3.7 наведені чисельно отримані залежності критичного значення кута ψ_{th} від величини енергії зчеплення w_v директора з похилою легкою віссю \mathbf{v} для декількох значень відношення K_1/K_3 . Тут в області значень $\psi < \psi_{th1}$ та $\psi < \psi_{th2}$ гістерезисом супроводжуються орієнтаційні переходи між гомеотропним і неоднорідним та планарним і неоднорідним станами відповідно.

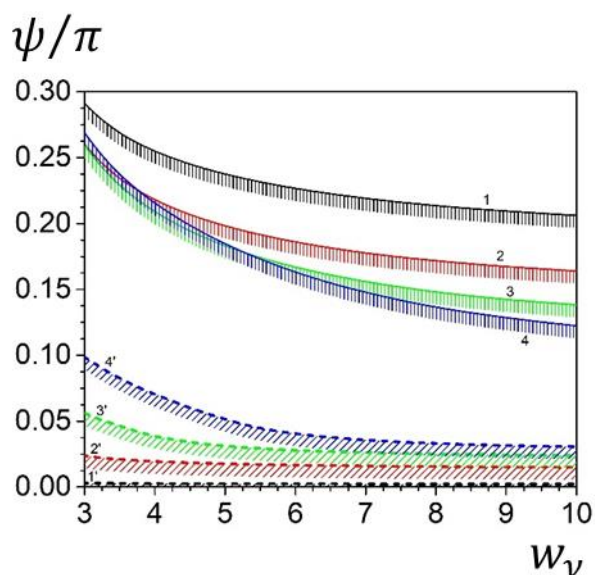


Рис. 3.7. Залежності кутів ψ_{th1} (суцільні лінії) та ψ_{th2} (штриховані лінії) від енергії зчеплення w_ν з легкою віссю \mathbf{v} . $K_1/K_3 = 0,5$ (1, 1'), 1 (2, 2'), 1.5 (3, 3'), 2 (4, 4'). $K_3 = 1,5 \cdot 10^{-6}$ дин, $w_e = 2$.

При значеннях $\psi > \psi_{th1}$ та $\psi > \psi_{th2}$ відповідні орієнтаційні переходи проходять без гістерезису. Незалежно від типу орієнтаційного переходу в системі зменшення значень енергії зчеплення w_ν приводить до розширення області гістерезису по величині кута ψ . Очевидно в області менших значень енергії зчеплення w_ν для руйнування гістерезису відповідного орієнтаційного переходу потрібні більші значення кута ψ нахилу легкої осі \mathbf{v} з метою локалізації впливу легкої осі \mathbf{e} . За великих значень енергії зчеплення $w_\nu \gtrsim 6$ достатньо відносно малої величини кута $\psi \gtrsim 0.05\pi$ нахилу легкої осі \mathbf{v} для зникнення гістерезису орієнтаційного переходу системи із планарного стану в неоднорідний. При цьому зі зменшенням значень відношення K_1/K_3 область гістерезису звужується за величиною кута ψ .

На відміну від випадку орієнтаційного переходу системи з планарного стану в неоднорідний, гістерезис переходу системи із гомеотропного стану в неоднорідний існує в значно ширшому діапазоні значень кута ψ нахилу легкої осі \mathbf{v} . В останньому випадку зі збільшення величини відношення K_1/K_3

критичні значення ψ_{th1} монотонно спадають при значеннях енергії зчеплення $w_\nu \gtrsim 8$ та змінюються немонотонно у протилежному випадку. Область значень кута $\psi < \psi_{th2}$ є областю “подвійного” гістерезису. В області значень кута $\psi_{th2} < \psi < \psi_{th1}$ наявний тільки один з гістерезисів, а саме орієнтаційного переходу системи з гомеотропного стану в неоднорідний.

Загалом, збільшення величин енергії зчеплення w_ν та кута ψ орієнтування легкої осі ν призводить до звуження петлі гістерезису та подальшого зникнення останнього у випадках обох орієнтаційних переходів. У той же час збільшення величини відношення K_1/K_3 призводить до розширення діапазону зміни кута θ директора при гістерезисному переході системи з планарного стану в неоднорідний та до його звуження у випадку гістерезисного переходу системи з гомеотропного в неоднорідний стан.

3.1.5 Врахування флексоелектричних властивостей НРК

Врахування флексоелектричної поляризації $e_1 \neq 0$, $e_3 \neq 0$ в (3.18 – 3.23) порушує симетрії $z \rightarrow L - z$ та $\{\theta, \psi\} \rightarrow \{-\theta, -\psi\}$, що існують за відсутності флексополяризації при $W_{e,0} = W_{e,L}$ та $W_{v,0} = W_{v,L}$. Через це для аналізу ролі флексополяризації було розглянуто випадок $W_{e,0} = W$, $W_{e,L} \rightarrow \infty$, $W_{v,0} = W_{v,L} = 0$. В рамках зазначеної моделі система описується рівнянням (3.18) та межовими умовами:

$$z_m = \frac{d}{U} \sqrt{\frac{4\pi(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)}{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \epsilon_a}} \int_{\theta_0}^{\theta_m} S(\theta, \theta_m) d\theta \quad (3.33)$$

$$z_m = L - \frac{d}{U} \sqrt{\frac{4\pi(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)}{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \epsilon_a}} \int_0^{\theta_m} S(\theta, \theta_m) d\theta \quad (3.34)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} \epsilon_a U^2 [(K_1 \sin^2 \theta_0 + K_3 \cos^2 \theta_0)(\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_0) + \pi(e_1 + e_3)^2 \sin^2 2\theta_0]}{4\pi d^2 (\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_0)^2 (\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_m)(\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \theta_m)^{-1}} = \\ & = \left[\begin{aligned} & \frac{W}{2} \sin 2\theta_0 + \\ & + \frac{U}{d} \left(\epsilon_a (e_1 + e_3) \frac{\sin^2 \theta_0 \cos^2 \theta_0}{\epsilon_{\perp} + \epsilon_a \cos^2 \theta_0} + e_1 \sin^2 \theta_0 + e_3 \cos^2 \theta_0 \right) \end{aligned} \right]^2 \end{aligned} \quad (3.35)$$

На Рис. 3.8 та 3.9 приведено залежності величин максимального кута θ_m відхилення директора та кута θ_0 директора на поверхні комірки від значень напруги U для величини безрозмірної енергії зчеплення $w = WL/K_3 = 10$ за відсутності та наявності в НРК флексоелектричних властивостей, відповідно. Розрахунки проведені за типових значень параметрів НРК-комірки: $K_1 = 1.43 \cdot 10^{-6}$ дин, $K_3 = 1.59 \cdot 10^{-6}$ дин, $\epsilon_{\parallel} = 19.54$, $\epsilon_{\perp} = 5.17$, $L = 12$ мкм, $d = 1$ мм [15,254,263,264]. Нестійкі розв'язки позначені

пунктирними лініями, а можливі переходи між станами директора позначені стрілками.

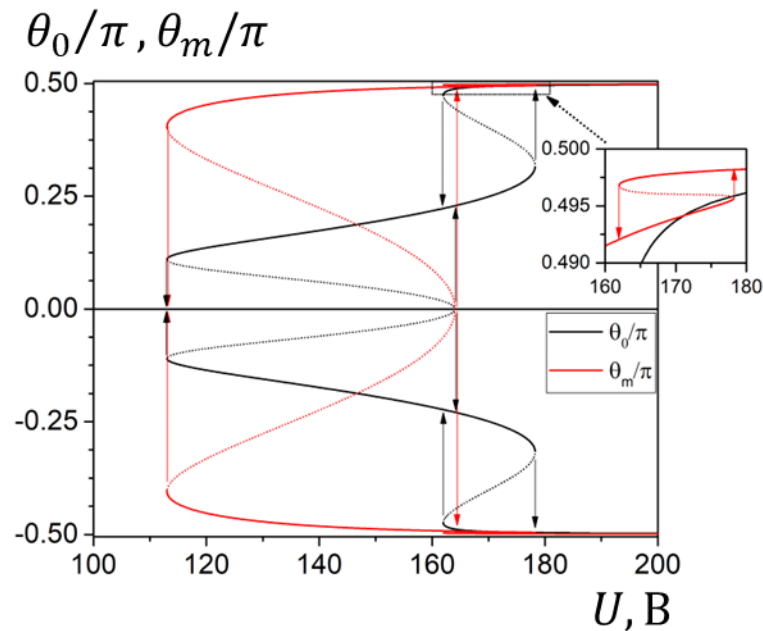


Рис 3.8. Залежності кутів θ_0 та θ_m від прикладеної напруги U за умови $e_1 = e_3 = 0$.

У цілому, при збільшенні від нуля величини напруги U в системі спостерігається орієнтаційний перехід з однорідно орієнтованого гомеотропного стану в суттєво неоднорідний з наступним переходом в однорідний планарний стан. Цей перехід може супроводжуватися одним або двома гістерезисами (Рис. 3.8 та 3.9), а саме, поблизу вихідного гомеотропного та кінцевого планарного стану. За наявності гістерезису при збільшенні величини напруги U та досягненні нею порогового значення U_{th} система стрибком переходить із однорідного чи слабко однорідного гомеотропного стану в суттєво неоднорідний, а в подальшому із неоднорідного в планарний стан. Слід зазначити, що при зменшенні величини U , обернені переходи також є пороговими, проте відбуваються за менших порогових значень $U'_{th} < U_{th}$.

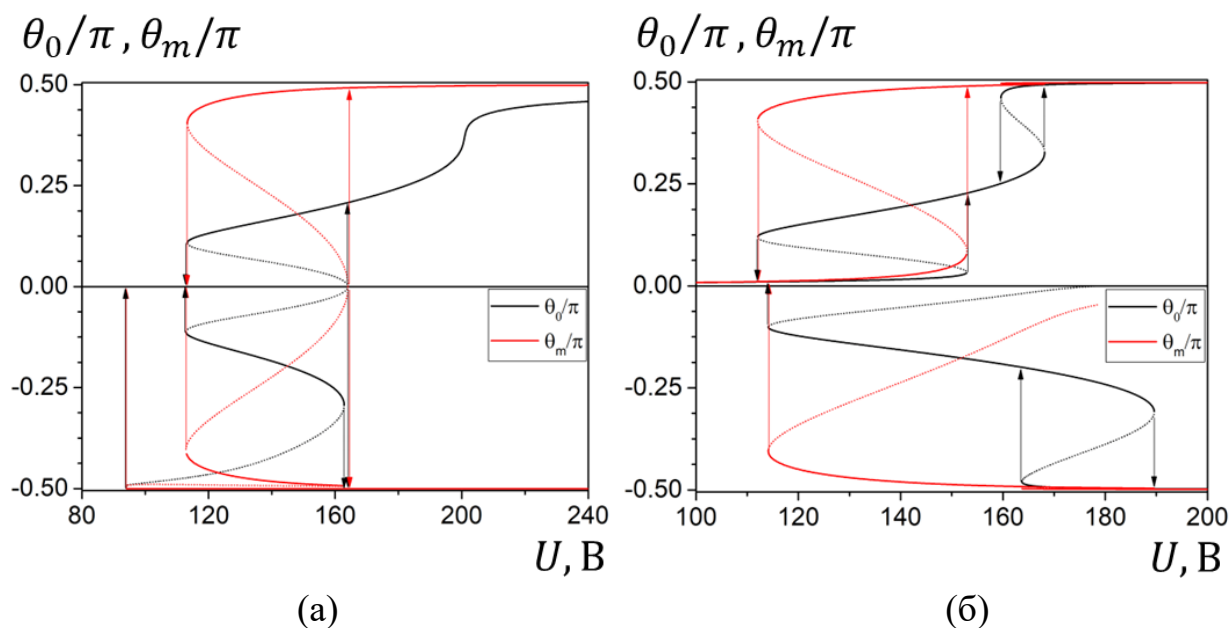


Рис 3.9. Залежності кутів θ_0 та θ_m від прикладеної напруги U . (а) $e_1 = 0.0001 \text{ дин}^{1/2}$, $e_3 = 0$; (б) $e_1 = 0$, $e_3 = -0.0001 \text{ дин}^{1/2}$.

За наявності флексополяризації в НРК залежність значень кута θ директора від величини напруги U (Рис. 3.9) суттєво відрізняється від такої у випадку відсутності в НРК флексополяризаційних властивостей (Рис.3.8). Так, в останньому випадку ($e_1 = e_3 = 0$) залежності $\theta(U)$ є симетричними відносно заміни $\theta \rightarrow -\theta$. Це прямий наслідок відповідної симетрії вільної енергії відносно такої заміни. У цьому випадку може спостерігатись до двох гістерезисів у поведінці залежності $\theta(U)$. Проте, за наявності в НРК флексополяризаційних властивостей симетрія залежності $\theta(U)$ відносно заміни $\theta \rightarrow -\theta$ втрачається. Це пояснюється тим, що при зміні знаку θ кривизна профілю директора змінюється на протилежну. При цьому вектор флексоелектричної поляризації повертається в протилежний бік. Як наслідок, наявність флексоелектричної поляризації в одному випадку приводить до збільшення вільної енергії, а в іншому – навпаки до її зменшення.

Вплив величин флексоелектричних коефіцієнтів e_1 та e_3 на характер залежності $\theta(U)$ суттєво відрізняється. Для дослідження ролі кожного з флексоелектричних коефіцієнтів, поблизу вихідного гомеотропного стану у

наближенні малих деформацій поля директора, було записано лінеаризовані по куту θ рівняння (3.14)

$$K_3 \theta''_{zz} - \frac{e_3 U}{d} + \frac{\epsilon_a \epsilon_{\perp} U^2}{4\pi \epsilon_{\parallel} d^2} \theta = 0, \quad (3.36)$$

та межові умовами до нього

$$K_3 \theta'_0 - W \theta_0 = 0, \quad (3.37)$$

$$\theta_L = 0. \quad (3.38)$$

При $e_3 = 0$ та $e_1 \neq 0$ розв'язок $\theta(U)$ лінеаризованої задачі (3.36 – 3.38) (Рис. 3.9 (а)) співпадає з таким за відсутності в НРК флексополяризаційних властивостей. Тому в випадку $e_3 = 0$ (Рис. 3.8, Рис. 3.9 (а)) при збільшенні від нуля величини прикладеної напруги U орієнтаційній перехід системи з вихідного однорідного гомеотропного стану в неоднорідний є пороговим. Напрямок переходу системи в бік додатних чи від'ємних кутів θ є випадковим і визначається флуктуаціями поля директора на момент досягнення напругою U її порогового значення U_{th} . Величина порогової напруги U_{th} , знайдена із виразів (3.36 – 3.38), визначається найменшим додатним коренем κ_{th} рівняння:

$$\tan \kappa = -\frac{\kappa}{w}, \quad (3.39)$$

де $\kappa = U \sqrt{\epsilon_a \epsilon_{\perp} L^2 / (4\pi \epsilon_{\parallel} d^2 K_3)}$. Розрахункова залежність величини безрозмірної порогової напруги κ_{th} від значень енергії зчеплення w НРК з поверхнею підкладки наведена на Рис. 3.10.

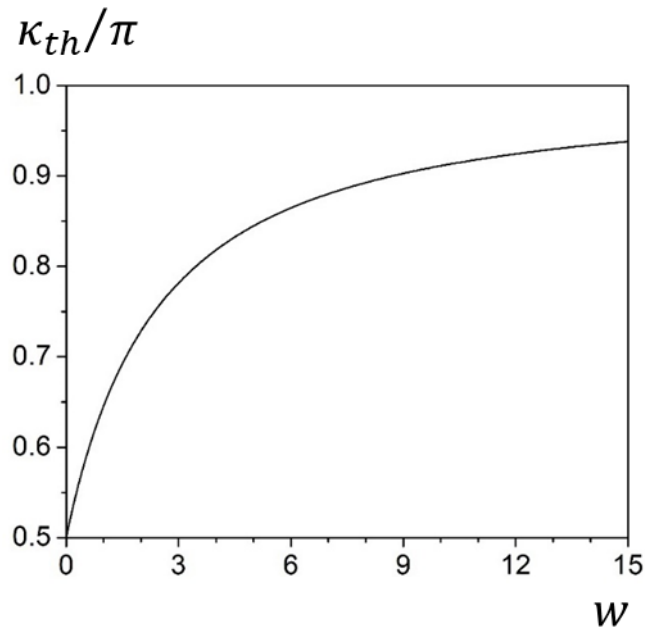


Рис. 3.10. Залежність безрозмірної напруги порогу від енергії зчеплення при $e_3 = 0$.

Ненульові значення флексоелектричного коефіцієнта e_1 практично не впливають на параметри гістерезису переходу між гомеотропним та неоднорідним станами і призводять до суттєвої зміни як ширини петлі, так і положення гістерезису переходу між неоднорідним та планарним станами. Зокрема, збільшення абсолютної величини $|e_1|$ приводить до збільшення ширини гістерезису переходу між неоднорідним і планарним станами та його зміщення в бік менших значень напруг при $\theta e_1 < 0$, та до зміщення гістерезису в бік більших значень напруг і зменшення його ширини аж до подальшого зникнення гістерезису при $\theta e_1 > 0$. У цілому, вплив величини флексоелектричного коефіцієнта e_1 на стаціонарні стани директора виявляється суттєвим при віддаленні від вихідної гомеотропної конфігурації директора.

Вплив величини флексоелектричного коефіцієнта e_3 на характер залежності $\theta(U)$ проявляється найсильніше, навпаки, в області малих відхилень директора від вихідного гомеотропного стану (Рис. 3.9 (б)). У випадку $e_3 \neq 0$ лінеаризоване по куту θ рівняння (3.36) стає неоднорідними,

що відповідає безпороговій переорієнтації директора з вихідного гомеотропного стану в неоднорідний при збільшенні від нуля величини прикладеної напруги U . Як видно із (3.36), порушується симетрія системи відносно заміни $\theta \rightarrow -\theta$. У результаті реалізується лише один з можливих напрямків відхилення директора ($\theta < 0$ або $\theta > 0$) з вихідного гомеотропного стану залежно від знаку величини флексоелектричного коефіцієнта e_3 . Якщо $e_3 > 0$, то реалізуються стани з $\theta \leq 0$, а стани з $\theta > 0$ не можуть бути досягнуті шляхом неперервної зміни величини прикладеної напруги. Навпаки, при $e_3 < 0$ – реалізуються стани з $\theta \geq 0$, тоді як стани з $\theta < 0$ є недосяжними.

Слід зазначити, що в обох випадках як малих величин флексоелектричних коефіцієнтів e_1 і e_3 , так і за відсутності в НРК флексополяризаційних властивостей поведінка системи якісно схожа. Зокрема, при малих значеннях флексоелектричних коефіцієнтів та за відсутності в НРК флексополяризаційних властивостей величини порогових напруг стрибкоподібної переорієнтації директора із однорідного чи слабо деформованого гомеотропного стану в суттєво неоднорідний відрізняються на величину близько 10 В (Рис. 3.9). При цьому ненульові значення флексоелектричного коефіцієнта e_3 незалежно від його знаку призводять до зменшення величини напруги порогової переорієнтації з початкового гомеотропного стану в неоднорідний. Збільшення абсолютної величини $|e_3|$ призводить до зменшення ширини гістерезису орієнтаційного переходу між неоднорідним і планарним станами та до зміщення гістерезису в бік менших значень напруг.

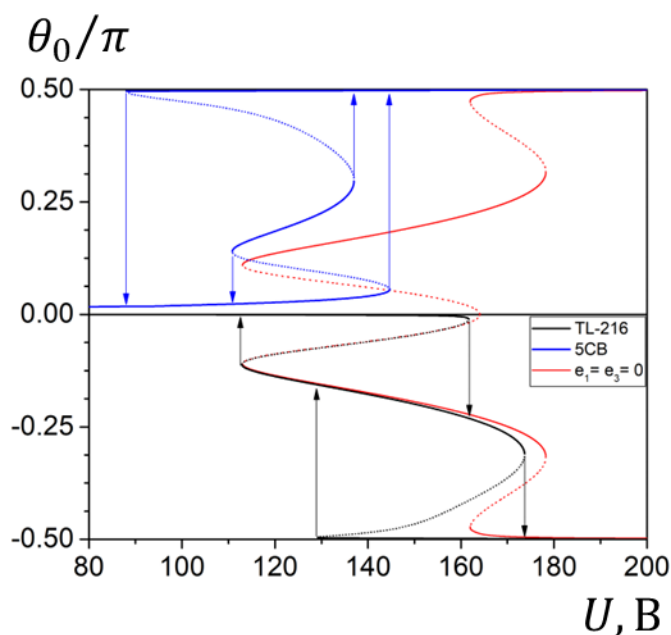


Рис. 3.11. Залежності кута директора на поверхні θ_0 від прикладеної напруги для флексоелектричних коефіцієнтів e_1 , e_3 , що відповідають НРК TL-216, 5CB, та для випадку $e_1 = e_3 = 0$.

На Рис. 3.11 наведено залежності значень кута θ_0 директора на поверхні комірки від величини прикладеної напруги U для значень флексоелектричних коефіцієнтів, що відповідають рідким кристалам TL-216 ($e_1 = 0.000021$ дин^{1/2}, $e_3 = 0.000009$ дин^{1/2}) та 5CB ($e_1 = -0.00015$ дин^{1/2}, $e_3 = -0.00024$ дин^{1/2}) [265]. Для порівняння також наведена залежність $\theta_0(U)$ за відсутності в НРК флексоелектричних властивостей. Загалом, внесок у залежність кута директора від напруги ненульових значень обох флексоелектричних коефіцієнтів e_1 та e_3 одночасно якісно описується комбінацією проаналізованих вище внесків від кожного коефіцієнта окремо. Так, додатне значення коефіцієнта e_3 для TL-216 та від'ємне значення e_3 для 5CB призводить до того, що для TL-216 реалізуються тільки від'ємні, а для 5CB – тільки додатні величини кута відхилення директора від вихідного гомеотропного стану. Оскільки знаки e_1 та e_3 співпадають для обох рідких кристалів, то ненульове значення коефіцієнта e_1 призводить до зміщення кривої залежності $\theta_0(U)$ у бік менших величин напруг в області великих

відхилень директора від вихідного стану $\theta = 0$. При цьому ширина та амплітуда гістерезису орієнтаційного переходу між неоднорідним та планарним станами збільшується. Ненульове значення коефіцієнта e_3 призводить до зміщення залежності $\theta_0(U)$ в бік менших значень напруг та до звуження ширини гістерезису переходу між гомеотропним та неоднорідним станами.

Слід зазначити, що для НРК 5СВ за використаних величин параметрів комірки зміщення гістерезисів орієнтаційних переходів між слабо неоднорідним гомеотропним і неоднорідним та планарним і неоднорідним станами є настільки сильним, що спричиняє перекриття цих гістерезисів з утворенням ділянки стійкого розв'язку $\theta_0(U)$ в області величин напруг близько 110 – 140 В. Слід зазначити, що остання є недосяжною для системи при збільшенні від нуля величини прикладеної напруги. Оскільки при досягненні останньою значення близько 145 В (Рис. 3.11) система із однорідного гомеотропного стану переорієнтовується в планарний минуючи при цьому неоднорідний стан. Зазначена ділянка розв'язку $\theta_0(U)$ реалізується тільки при поверненні системи із планарного в вихідний гомеотропний стан шляхом зменшення величини напруги від значень понад 150 В. Загалом, внесок ненульових величин флексоелектричних коефіцієнтів є найбільш суттєвим в області дуже малих ($|\theta_0| \lesssim 0.02\pi$) та великих ($|\theta_0| \gtrsim 0.2\pi$) значень кутів директора на поверхні комірки. Цей внесок тим більший, чим більші абсолютні величини флексоелектричних коефіцієнтів НРК.

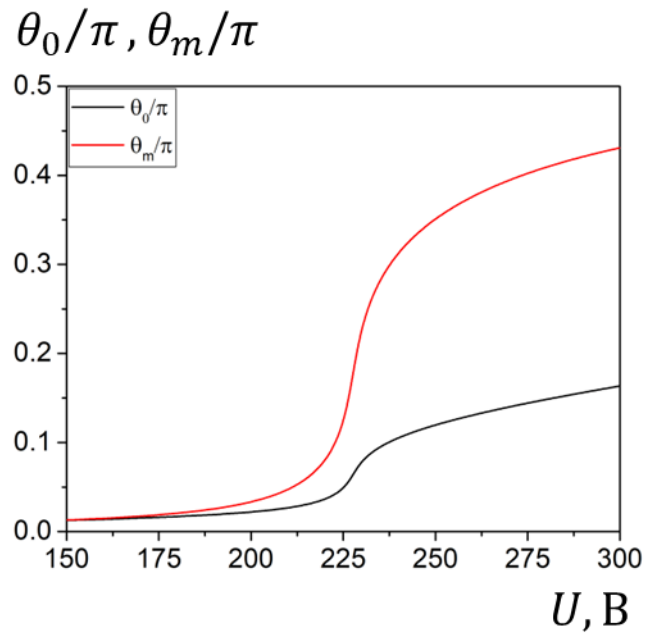


Рис. 3.12. Залежності кутів θ_0 та θ_m від прикладеної напруги U при $\epsilon_{\parallel} = 8$, $\epsilon_{\perp} = 5.17$.

Можливий також випадок, коли електроіндукований орієнтаційний перехід поля директора НРК із гомеотропного стану в планарний проходить взагалі без гістерезису. Такий перехід реалізується, наприклад, при меншій величині діелектричної анізотропії НРК. На Рис. 3.12 наведено залежності величин кутів θ_m та θ_0 від значень напруги U при меншій величині анізотропії діелектричної проникності $\epsilon_{\parallel} = 8$, $\epsilon_{\perp} = 5.17$. Через зменшення значення діелектричної анізотропії орієнтаційні переходи відбуваються при більших величинах напруг та не супроводжуються гістерезисами.

Як показують розрахунки, кількість гістерезисів електроіндукованого орієнтаційного переходу в системі та області їх існування є чутливими до невеликих змін величин параметрів комірки НРК, а саме, енергії зчеплення $w = WL/K_3$ останнього з поверхнею, відношень пружних сталих $k = K_1/K_3$ та значень флексоелектричних коефіцієнтів e_1 і e_3 НРК.

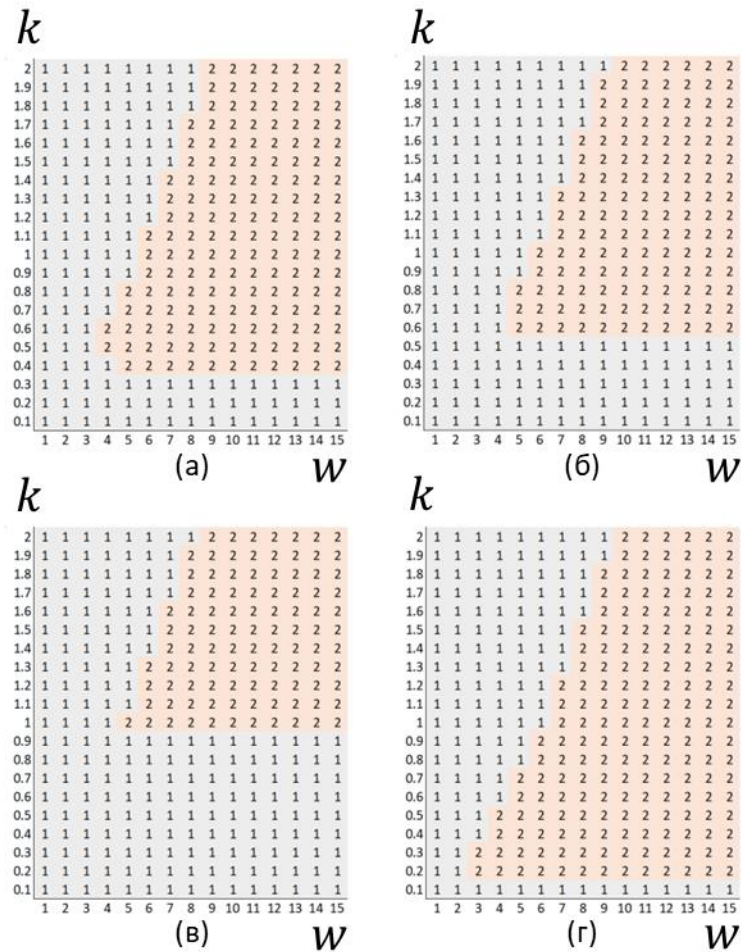


Рис. 3.13. Кількість гістерезисів залежності $\theta_0(U)$ як функція величини енергії зчеплення w та значення параметра K_1/K_3 . $\theta \geq 0$. (а) $e_1 = e_3 = 0$, $\theta \geq 0$; (б) $e_1 = 0$, $e_3 = 0.0001 \text{ дин}^{1/2}$, $\theta \leq 0$; (в) $e_1 = 0.0001 \text{ дин}^{1/2}$, $e_3 = 0$, $\theta \geq 0$; (г) $e_1 = -0.0001 \text{ дин}^{1/2}$, $e_3 = 0$, $\theta \geq 0$.

На Рис. 3.13 наведені діаграми кількості гістерезисів функції $\theta(U)$ в залежності від величини відношення k пружних сталей та значення енергії зчеплення w за відсутності (Рис. 3.13 (а)) та наявності (Рис. 3.13 (б, в, г)) в НРК флексополяризаційних властивостей. За відсутності флексоелектричних властивостей у НРК (Рис. 3.13 (а)), межі області співіснування двох гістерезисів є майже лінійними, $0.4 \lesssim k \lesssim 0.3w - 0.7$. Збільшення величини енергії зчеплення w призводить до швидкого розширення по величині параметра k області існування двох гістерезисів. Для значень $w \lesssim 0.3$ незалежно від величини параметра k може існувати лише один гістерезис.

Слід зазначити, що Рис. 3.13 (а) відповідає відхиленням директора як у бік від'ємних, так і додатних значень кута θ директора через симетрію задачі відносно заміни $\theta \rightarrow -\theta$.

Рис. 3.13 (б) відповідає відхиленням директора у бік від'ємних значень кута θ , в той час як додатні значення θ не реалізуються ($e_1 = 0$, $e_3 = 0.0001 \text{ дин}^{1/2}$). При збільшенні абсолютного значення коефіцієнта $|e_3|$ область співіснування двох гістерезисів $0.6 \lesssim k \lesssim 0.3w - 0.8$ звужується по величині параметра k . При цьому межі зазначеної області залишаються майже лінійними. Наявність у НРК відмінного від нуля значення коефіцієнта $e_1 = 0.0001 \text{ дин}^{1/2}$ (за умови $e_3 = 0$, Рис. 3.13 (в)) призводить до звуження по величині параметра k області існування двох гістерезисів $1 \lesssim k \lesssim 0.3w - 0.5$ при додатних значеннях кута θ у порівнянні з випадком $e_1 = e_3 = 0$. При від'ємних величинах θ або при від'ємних значеннях коефіцієнта $e_1 = -0.0001 \text{ дин}^{1/2}$ (Рис. 3.13 (г)) (зазначені два випадки є ідентичними через симетрію задачі відносно одночасної зміни знаків флексоелектричних коефіцієнтів та кута директора), відповідна область існування двох гістерезисів розширюється по величині параметра k .

У випадку ненульових значень обох флексоелектричних коефіцієнтів e_1 та e_3 загальна картина з точки зору кількості гістерезисів у системі суттєво ускладнюється. Коефіцієнти e_1 та e_3 різного знаку зменшують ширини гістерезисів орієнтаційних переходів між неоднорідним і планарним, та між гомеотропним і неоднорідним станами, відповідно, звужуючи таким чином область значень параметрів k та w існування двох гістерезисів. У випадку коефіцієнтів e_1 та e_3 одного знаку з точки зору кількості гістерезисів внесок від величини коефіцієнта e_1 є протилежним внеску від величини e_3 і така задача потребує окремого вивчення для конкретних значень e_1 та e_3 .

3.2 Поверхневі плазмонні поляритони в комірці НРК

Задля дослідження характеристик поширення ППП в комірці НРК було розглянуто комірку, в якій одна з полімерних підкладок товщиною L_d зовні межує з шаром металу [27,32,33,35]. У такій системі НРК – полімер – метал на межі контакту полімеру з металом за відповідних умов можуть збуджуватися поверхневі плазмонні поляритони (ППП). Поширення ППП у такій структурі було описано в декартовій системі координат, в якій вісь Oz спрямовано в бік НРК, а площина xOy суміщена з межею розділу полімер – метал. При цьому вісь Ox орієнтована у напрямку поширення ППП (Рис. 3.14).

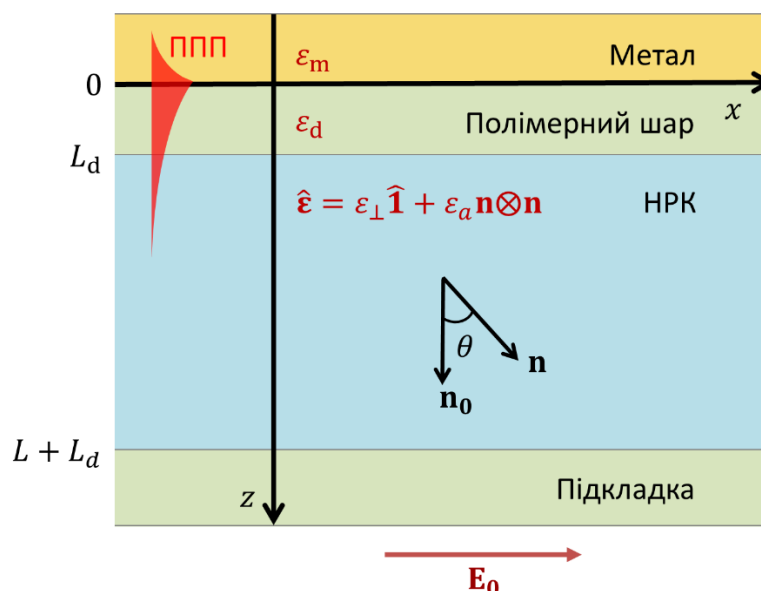


Рис. 3.14. Структура НРК – полімерний шар – метал. На поверхні полімерний шар – метал можуть поширюватись ППП.

Електромагнітне поле ППП вважалось монохроматичною хвилею частоти ω , $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$. Якщо полімерна підкладка є достатньо тонкою, то електромагнітне поле ППП проникає в НРК і, відповідно, відчуває розподіл поля директора в останньому. Очевидно амплітуди коливань електричного та магнітного полів ППП у силу його

локалізованості експоненційно згасають при віддаленні від межі розділу полімер – метал. Тому вплив обмежуючої підкладки з іншого боку шару НРК на параметри поширення ППП є нехтовно малим через експоненційне згасання електромагнітного поля останнього. Для розрахунку електромагнітного поля ППП шар НРК вважався необмеженим в напрямку осі Oz . Таким чином, середовище поширення ППП, було модельовано як тришарову систему, що складається з ізотропного однорідного полімерного шару, обмеженого з обох боків напівнескінченними шарами металу та НРК. Для врахування впливу анізотропії та неоднорідності НРК на поширення ППП було використано теорію збурень [15,27,32]. У нульовому наближенні цієї теорії вектори напруженості електричного $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ і магнітного $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ полів ППП є розв'язками системи рівнянь Максвелла в однорідному ізотропному середовищі з діелектричною проникністю

$$\varepsilon_0(z) = \varepsilon_m \chi(-z) + \varepsilon_d \chi(z), \quad (3.40)$$

де ε_m , ε_d – відповідно діелектричні проникності металу та полімеру на частоті ω поширення ППП, $\chi(t) = 0$ при $t < 0$ і $\chi(t) = 1$, якщо $t > 0$. Вектори напруженості електричного і магнітного поля ППП, знайдені в нульовому порядку теорії збурень у межах ізотропного наближення, мають вигляд:

$$\mathbf{E}_0(x, z) = \frac{cA}{\omega \varepsilon_{m,d}} (\pm i k_{m,d}, 0, -k_0) e^{ixk_0 \mp zk_{m,d}}, \quad (3.41)$$

$$\mathbf{H}_0(x, z) = A(0, 1, 0) e^{ixk_0 \mp zk_{m,d}}, \quad (3.42)$$

де A – амплітудний множник, індекси m , d позначають середовища металу ($z < 0$) та полімеру ($z > 0$) відповідно. Сталі поширення k_0 і $k_{m,d}$ виражаються через діелектричні проникності металу ε_m і полімеру ε_d :

$$k_0 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}, \quad k_{m,d} = \frac{\omega}{c} \sqrt{-\frac{\varepsilon_{m,d}^2}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}. \quad (3.43)$$

Анізотропію та неоднорідність НРК було враховано як збурення нульового наближення (3.41 – 3.42). Для цього діелектричну проникність тришарової структури було записано у вигляді:

$$\hat{\varepsilon}(z) = \varepsilon_0(z)\hat{1} + \eta(\varepsilon_c \hat{1} + \varepsilon_a \mathbf{n} \otimes \mathbf{n})\chi(z - L_d), \quad \eta \ll 1 \quad (3.44)$$

де $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$, $\varepsilon_c = \varepsilon_{\perp} - \varepsilon_d$, ε_{\parallel} і ε_{\perp} – відповідно паралельна і перпендикулярна директору компоненти тензора діелектричної проникності однорідного НРК на частоті ω . З фізичної точки зору малим параметром у застосованій теорії збурень є відношення величини анізотропії та неоднорідності діелектричної проникності $\widehat{\Delta\varepsilon} = (\hat{\varepsilon}(z) - \varepsilon_0)$ до ізотропного значення ε_0 . Для зручності розкладів за компонентами тензора $(\hat{\varepsilon}(z) - \varepsilon_0)/\varepsilon_0$ введено масштабуючий скалярний безрозмірний параметр η , який вважається малим при розкладах в ряди, і який покладається тотожно рівним одиниці у фінальних виразах.

В рамках розв'язання системи рівнянь Максвела в середовищі з тензором діелектричної проникності $\hat{\varepsilon}(z)$ (3.44), вектори напруженості електричного та магнітного полів ППП було представлено у вигляді розкладу по малому параметру η :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \eta \mathbf{E}_1 + O(\eta^2), \quad (3.45)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \eta \mathbf{H}_1 + O(\eta^2), \quad (3.46)$$

де поправки \mathbf{E}_1 і \mathbf{H}_1 враховують анізотропію та неоднорідність шару НРК.

В першому наближенні по η рівняння на поправку до полів ППП мають вигляд:

$$\frac{\omega}{c} \nabla \times \mathbf{E}_1 - i \mathbf{H}_1 = -\frac{\omega}{c} \nabla \times \mathbf{E}_0, \quad (3.47)$$

$$i \varepsilon_0 \mathbf{E}_1 + \frac{\omega}{c} \nabla \times \mathbf{H}_1 = -i \widehat{\Delta \varepsilon} \mathbf{E}_0 - \frac{\omega}{c} \nabla \times \mathbf{H}_0. \quad (3.48)$$

Умовою існування розв'язку системи (3.47 – 3.48) є

$$[\ker(\widehat{\mathbf{M}}^\dagger)]^\dagger \mathbf{b} = 0, \quad (3.49)$$

де символом \dagger позначено комплексне спряження та транспонування,

$$\mathbf{b} = \begin{bmatrix} -\frac{\omega}{c} \nabla \times \mathbf{E}_0 \\ -i \widehat{\Delta \varepsilon} \mathbf{E}_0 - \frac{\omega}{c} \nabla \times \mathbf{H}_0 \end{bmatrix}, \quad (3.50)$$

$$\widehat{\mathbf{M}} = \begin{bmatrix} \frac{\omega}{c} \nabla \times & -i \\ i \varepsilon_0 & \frac{\omega}{c} \nabla \times \end{bmatrix}. \quad (3.51)$$

Оскільки \mathbf{E}_0 та \mathbf{H}_0 є розв'язками рівняння нульового наближення $\widehat{\mathbf{M}} \mathbf{x} = 0$, то

$$\ker(\widehat{\mathbf{M}}^\dagger) = \begin{bmatrix} -H_0 \\ E_0 \end{bmatrix}, \quad (3.52)$$

і умова (3.49) в явному вигляді приймає форму:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\omega}{c} \mathbf{H}_0^* \cdot \nabla \times \mathbf{E}_0 - \frac{\omega}{c} \mathbf{E}_0^* \cdot \nabla \times \mathbf{H}_0 - i \mathbf{E}_0^* \widehat{\Delta \varepsilon} \mathbf{E}_0 \right) dz_0 = 0. \quad (3.53)$$

Використовуючи рівняння (3.53, 3.41 – 3.42), в лінійному по η наближенні було знайдено поправку до нульового наближення $n_{eff}^0 = ck_0/\omega$ ефективного показника заломлення ППП:

$$n_{eff} = \frac{ck_0}{\omega} + \frac{\eta}{P_x} \int_{L_d}^{\infty} \mathbf{E}_0^* \widehat{\Delta \varepsilon} \mathbf{E}_0 dz, \quad (3.54)$$

де P_x – x -компонента вектора Пойнтінга і має вигляд:

$$P_x = \int_{-\infty}^{\infty} \left([\mathbf{E}_0^* \times \mathbf{H}_0]_x + [\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^*]_x \right) dz. \quad (3.55)$$

Враховуючи явні вирази для \mathbf{E}_0 та \mathbf{H}_0 (3.41 – 3.42), умова (3.52) приймає вигляд

$$n_{eff} = \frac{ck_0}{\omega} (1 + N e^{-2k_d L_d}), \quad (3.56)$$

де

$$N = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_c}{2(\varepsilon_d + \varepsilon_m) \varepsilon_d} - \frac{(\varepsilon_d + 2\varepsilon_m) \varepsilon_m \varepsilon_a}{6\varepsilon_d (\varepsilon_d^2 - \varepsilon_m^2)} + \frac{\varepsilon_m \varepsilon_a}{2\varepsilon_d (\varepsilon_d - \varepsilon_m)} - \frac{\varepsilon_m \varepsilon_a k_d e^{2k_d L_d}}{\varepsilon_d (\varepsilon_d - \varepsilon_m)} \int_{L_d}^{\infty} \sin^2 \theta(z - L_d) e^{-2k_d z} dz. \quad (3.57)$$

Вираз (3.56 – 3.57) визначає величину ефективного показника заломлення ППП для довільного профілю директора в об'ємі НРК.

3.3 Поширення ППП у гомеотропній комірці НРК

3.3.1 Поширення ППП у гомеотропній комірці НРК за відсутності переднахилу легкої осі та флексоелектричної поляризації

На Рис. 3.15 приведена розрахункова залежність ефективного показника заломлення ППП від прикладеної напруги U для профілів директора розрахованих у пункті 3.1.3 за відсутності флексоелектричних властивостей у НРК та без нахилу легкої осі \mathbf{v} (Рис. 3.2). Розрахунки зроблено для наступних значень діелектричних проникностей золота $\varepsilon_m = -26.43$, полімерного шару $\varepsilon_d = 2.81$ і НРК E7 $\varepsilon_{\parallel} = n_e^2$, $\varepsilon_{\perp} = n_o^2$ (тут $n_e = 1.71$, $n_o = 1.51$), що відповідають довжині хвилі $\lambda = 800$ нм [127,266].

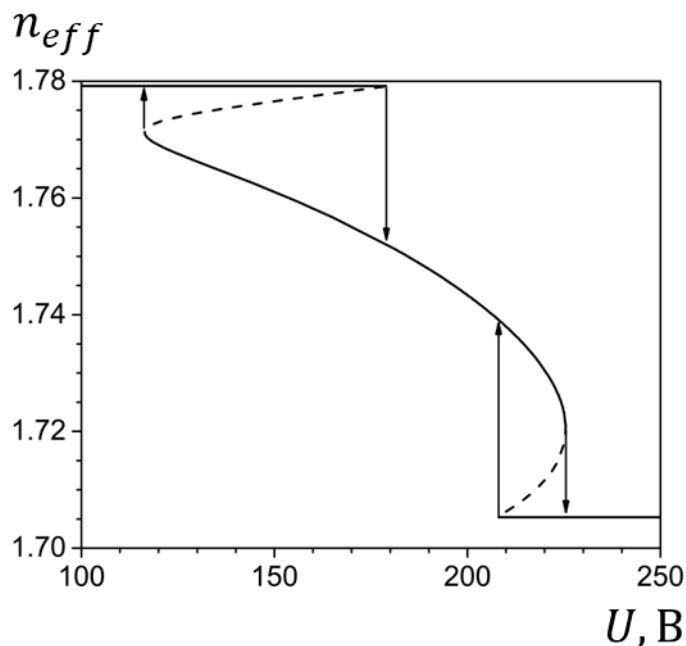


Рис. 3.15. Залежність ефективного показника заломлення ППП від прикладеної напруги. $w = 10$, $L_d = 100$ нм.

При збільшенні прикладеної напруги від 0 до U_{th1} ефективний показник заломлення ППП є сталим $n_{eff} \approx 1.78$, оскільки НРК орієнтований гомеотропно у всьому шарі. При досягненні напругою U величини порога U_{th1}

значення n_{eff} зменшується стрибком, що є наслідком орієнтаційного переходу поля директора НРК із гомеотропно орієнтованого стану в неоднорідний. Подальше збільшення значень U приводить до зменшення значення n_{eff} , а при досягненні напругою величини порога U_{th2} значення n_{eff} зменшується стрибком до величини $n_{eff} \approx 1.71$. Що зумовлене орієнтаційним переходом поля директора НРК з неоднорідного стану в однорідний планарний. Подальше збільшення напруги не змінює величини n_{eff} , оскільки однорідне орієнтування директора в шарі НРК зберігається. Загалом збільшення величини напруги U призводить до зменшення значення n_{eff} . Це пояснюється тим, що директор в шарі НРК в цілому переорієнтовується з гомеотропного стану в планарний. При цьому коливання вектора \mathbf{E} напруженості електричного поля ППП, зокрема в напрямку Oz , відчують зменшення величини показника заломлення НРК від n_e до n_o .

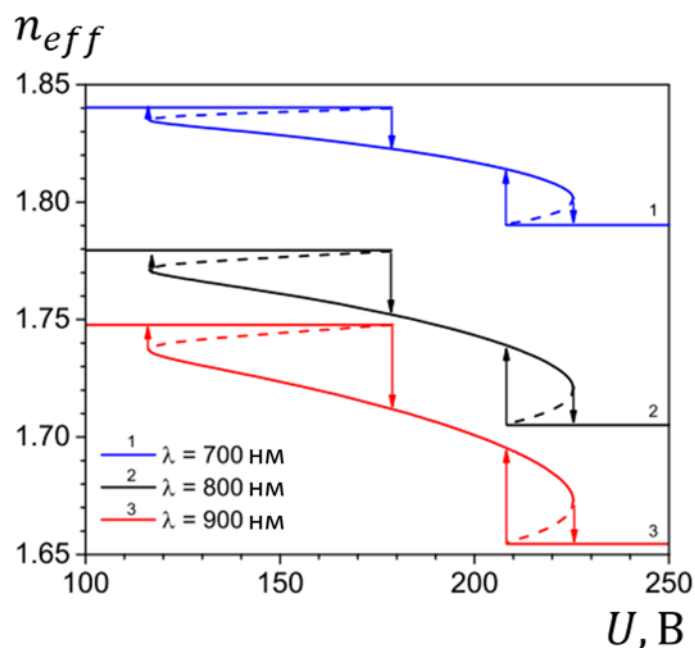


Рис. 3.16. Залежність ефективного показника заломлення ППП від прикладеної напруги за різних довжин хвилі. $w = 10$, $L_d = 100$ нм.

При зменшенні величини напруги стрибкоподібні зміни значення n_{eff} ППП відбуваються за менших значень U , ніж при її збільшенні. Два гістерезиси залежності $n_{eff}(U)$ є наслідком наявності гістерезисів залежності $\theta_m(U)$ (Рис. 3.2), оскільки величина n_{eff} ППП визначається передусім значенням кута директора НРК поблизу поверхні, де збуджується ППП. Збільшення значень енергії зчеплення w призводить до зміщення обох гістерезисів в бік більших величин напруг U . При цьому діапазон зміни значень n_{eff} в гістерезисі між гомеотропним та неоднорідним станами збільшується, а ширина гістерезису між планарним та неоднорідним станами зменшується.

На Рис. 3.16 наведено залежності n_{eff} ППП від напруги для різних довжин хвиль ППП. Зі збільшенням довжини хвилі значення n_{eff} зменшується, проте амплітуда зміни (діапазон зміни) значень n_{eff} збільшується.

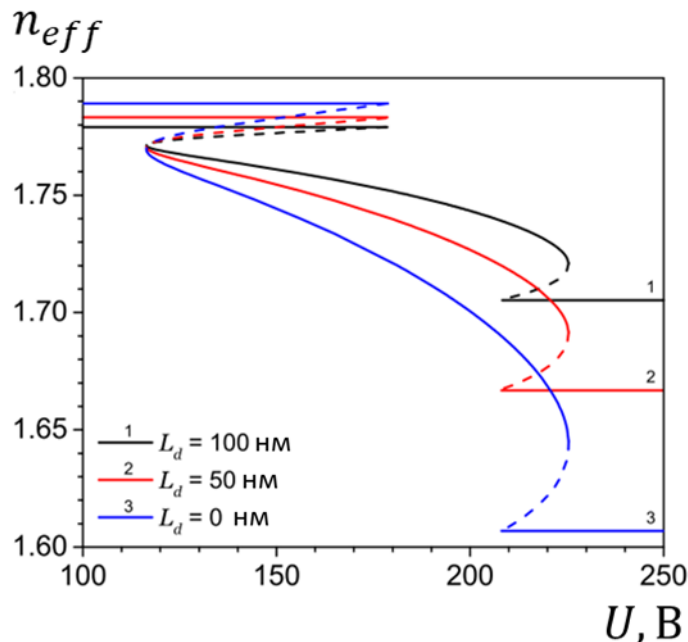


Рис. 3.17. Залежність ефективного показника заломлення ППП від прикладеної напруги за різних товщин полімерної плівки. $w = 10$, $\lambda = 800$ нм.

Залежність значень n_{eff} ППП від прикладеної напруги за різних товщин полімерного шару приведено на Рис. 3.17. Зі збільшенням товщини полімерного шару діапазон зміни значень n_{eff} ППП звужується. Діапазон можливих змін значень Δn_{eff} ефективного показника заломлення дається шляхом підстановки розв'язків $\theta = 0$ при $U = 0$ та $|\theta| \approx \pi/2$ при $U \rightarrow \infty$ у співвідношення (3.56 – 3.57):

$$\Delta n_{eff} = \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m} \frac{|\varepsilon_m| \varepsilon_a}{\varepsilon_d (\varepsilon_d - \varepsilon_m)}} \exp\left(-\frac{2\omega \varepsilon_d L_d}{c|\varepsilon_d + \varepsilon_m|}\right). \quad (3.58)$$

Зменшення значення частоти ω та товщини полімерного шару L_d , а також збільшення величини оптичної анізотропії ε_a НРК збільшують діапазон Δn_{eff} керування оптичними властивостями ППП шляхом переорієнтації НРК.

3.3.2 Врахування переднахилу легкої осі в комірці НРК

На Рис. 3.18 приведена розрахункова залежність величини ефективного показника заломлення n_{eff} ППП від значень прикладеної напруги U для довжин хвилі $\lambda = 2\pi c/\omega$ рівних 700, 800 та 900 нм з врахуванням нахилу осі ν легкого орієнтування директора (пункт 3.1.4). Розрахунки виконано для наступних значень параметрів НРК-комірки: $w_e = W_e L/K_3 = 2$ та $w_\nu = W_\nu L/K_3 = 8$, $\psi = 1^\circ$, $\epsilon_{\parallel} = 19$, $\epsilon_{\perp} = 5$, $K_1 = 1.1 \cdot 10^{-6}$ дин, $K_3 = 1.5 \cdot 10^{-6}$ дин, $L = 10$ мкм, $L_d = 100$ нм. Були враховані оптичні частотні залежності діелектричних сталих золота [127], полівінілкарбазолу [127] в якості полімерного шару підкладки та суміші E7 [266] в якості НРК. Зокрема, для $\lambda = 800$ нм були отримані наступні значення: $\epsilon_m = -26.43$, $\epsilon_d = 2.81$, $\epsilon_c = -0.32$ та $\epsilon_a = 0.64$.

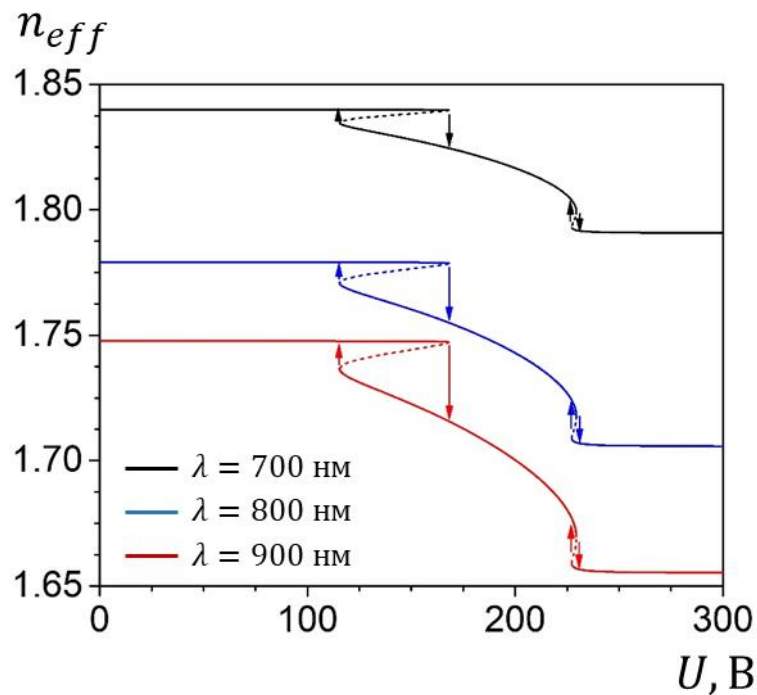


Рис. 3.18. Залежність ефективного показника заломлення ППП від прикладеної напруги за різних довжин хвилі. $L_d = 100$ нм, $\psi = 1^\circ$.

У цілому, збільшення величини прикладеної напруги U призводить до зменшення значень ефективного показника заломлення n_{eff} ППП. В області величин прикладеної напруги $U \lesssim 170$ В залежність n_{eff} від значень U є слабкою, оскільки поле директора є слабо деформованою гомеотропною структурою. Область напруг 170 – 230 В є областю підвищеної чутливості величини n_{eff} до значень U . Так, збільшення значень прикладеної напруги U у зазначеній області супроводжується стрибкоподібними зменшеннями величини n_{eff} , що є прямим наслідком відповідної стрибкоподібної переорієнтації поля директора. При перевищенні прикладеною напругою U значення близького до 230 В ефективний показник заломлення ППП практично перестає залежати від значень прикладеної напруги U , оскільки в цьому випадку директор НРК орієнтований у напрямку електричного поля майже во всій товщині комірки.

При зменшенні величини прикладеної напруги U стрибкоподібні зміни значення n_{eff} ППП відбуваються за менших значень напруги, ніж при її збільшенні. Як видно, зміни значень n_{eff} зумовлені зміною величини прикладеної напруги U можуть супроводжуватись гістерезисами. Зазначені гістерезиси є прямим проявом відповідних гістерезисів орієнтаційної перебудови поля директора НРК. Аналогічно до розглянутої вище залежності величини кута θ директора від значень напруженості E_0 електричного поля, ділянки залежності $n_{eff}(U)$ з похідною $\partial n_{eff} / \partial U < 0$ відповідають нестійким розв'язкам. Згідно з розрахунками, збільшення довжини хвилі λ призводить до зменшення значень ефективного показника заломлення n_{eff} ППП та розширення діапазону їх зміни.

На Рис. 3.19 наведено залежності величини ефективного показника заломлення n_{eff} ППП від значень прикладеної напруги U для різних значень кута ψ нахилу легкої осі \mathbf{v} . Збільшення величини кута ψ призводить до звуження діапазону зміни значень n_{eff} (які досягаються зміною величини

прикладеної напруги U), а також до звуження петлі гістерезисів залежності $n_{eff}(U)$ з подальшим їх зникненням.

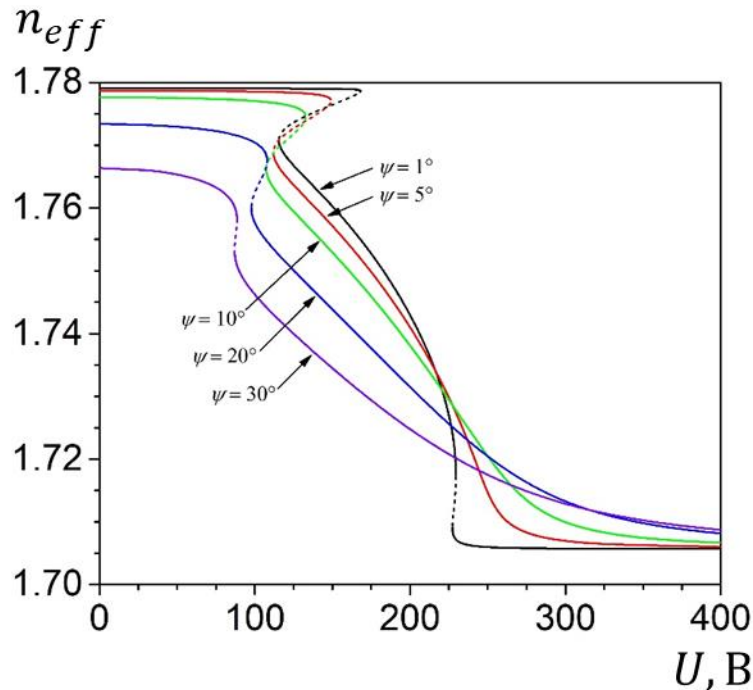


Рис. 3.19. Залежність ефективного показника заломлення ППП від прикладеної напруги за різних значень кута ψ нахилу легкої осі \mathbf{v} .

Оскільки залежність величини ефективного показника заломлення n_{eff} ППП від значень прикладеної напруги U є монотонно спадаючою функцією, то можна знайти діапазон зміни значень n_{eff} враховуючи явний вигляд поля директора НРК у граничних випадках $U = 0$ та $U \rightarrow \infty$. У першому випадку кут директора визначається рівнянням (3.32), тоді як у другому $\theta(z) \rightarrow \pi/2$, тобто поле директора є планарно орієнтованим. Підставляючи зазначені розв'язки в (3.56 – 3.57), та використовуючи явні вирази для компонент хвильового вектора (3.43) отримуємо вираз для діапазону керування величиною ефективного показника заломлення ППП:

$$\Delta n_{eff} = R_{\varepsilon} R_{PL} R_{LC}, \quad (3.59)$$

де

$$R_{\varepsilon} = \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m} \frac{|\varepsilon_m| \varepsilon_a}{\varepsilon_d (\varepsilon_d - \varepsilon_m)}}, \quad (3.60)$$

$$R_{PL} = \exp\left(-\frac{2\omega \varepsilon_d L_d}{c|\varepsilon_d + \varepsilon_m|}\right), \quad (3.61)$$

$$R_{LC} = \cos^2\left(\frac{1}{2} \arctan \frac{W_v \sin 2\psi}{W_e + W_v \cos 2\psi}\right), \quad (3.62)$$

Значення \arctan у (3.62) приводяться до першого квадранту. Вираз для діапазону зміни Δn_{eff} величини ефективного показника заломлення ППП є добутком трьох окремих множників. Тут R_{ε} описує внесок в Δn_{eff} діелектричних сталих складових структури НРК – полімерний шар – метал. R_{PL} враховує послаблення полімерним шаром чутливості ППП до переорієнтації НРК. Фактор R_{LC} враховує вплив величини кута ψ орієнтування легкої осі \mathbf{v} та значень енергій зчеплення W_e , W_v на діапазон зміни величини кута θ директора в комірці НРК.

Як видно з вигляду (3.59 – 3.62), частота ω поширення ППП явно входить у вираз для діапазону Δn_{eff} керування ефективним показником заломлення ППП лише через множник R_{PL} . Зменшення значення частоти ω сповільнює затухання поля ППП при віддаленні від межі розділу полімерний шар – метал, що в свою чергу покращує можливості до керування оптичними властивостями ППП шляхом переорієнтації НРК. За відсутності полімерного шару ($L_d = 0$), значення частоти ω ППП впливає на величину діапазону керування Δn_{eff} лише опосередковано, а саме, через частотні залежності діелектричних сталих складових компонентів структури. Діапазон

керування Δn_{eff} очікувано розширюється зі зменшенням товщини L_d полімерного шару та зі збільшенням величини оптичної анізотропії ε_a НРК.

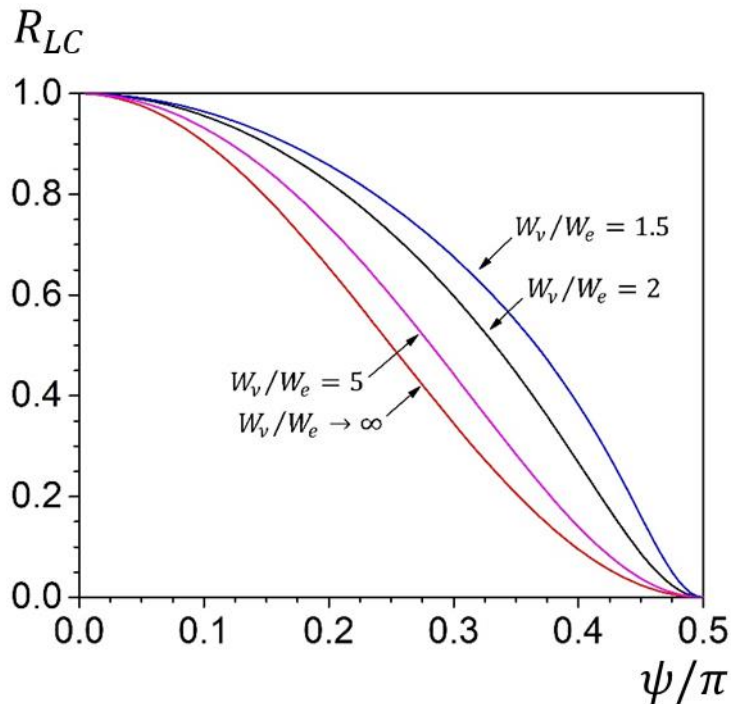


Рис. 3.20. Залежності фактора R_{LC} в виразі для діапазону керування Δn_{eff} ефективним показником заломлення поверхневого плазмонного поляритона від кута ψ нахилу осі \mathbf{v} для різних значень відношення W_v/W_e енергій зчеплення.

Збільшення значення кута ψ орієнтування легкої осі \mathbf{v} та збільшення величини відношення W_v/W_e енергій зчеплення НРК з осями \mathbf{v} та \mathbf{e} відповідно призводить до звуження діапазону Δn_{eff} керування величиною ефективного показника заломлення ППП (Рис. 3.20). У граничному випадку $\psi \rightarrow 0$ залежність величини Δn_{eff} від значення відношення W_v/W_e енергій зчеплення зникає через співпадіння осей \mathbf{v} та \mathbf{e} . При $\psi \rightarrow \pi/2$ за умови $W_v > W_e$ область керування величиною n_{eff} звужується до нуля, оскільки директор вирівнюється планарно по всій товщині комірки не залежно від величини напруженості E_0 електричного поля.

3.3.3 Врахування флексоелектричних властивостей НРК

На Рис. 3.21 приведено залежність величини ефективного показника заломлення n_{eff} ППП від значень прикладеної напруги U за наявності флексоелектричних властивостей у НРК. Незалежно від величин флексоелектричних коефіцієнтів НРК залежність $n_{eff}(U)$ є кусково-неперервною спадаючою функцією. Області неперервної зміни n_{eff} обмежуються точками розриву, пов'язаними зі стрибкоподібною переорієнтацією директора при зміні значень напруги U .

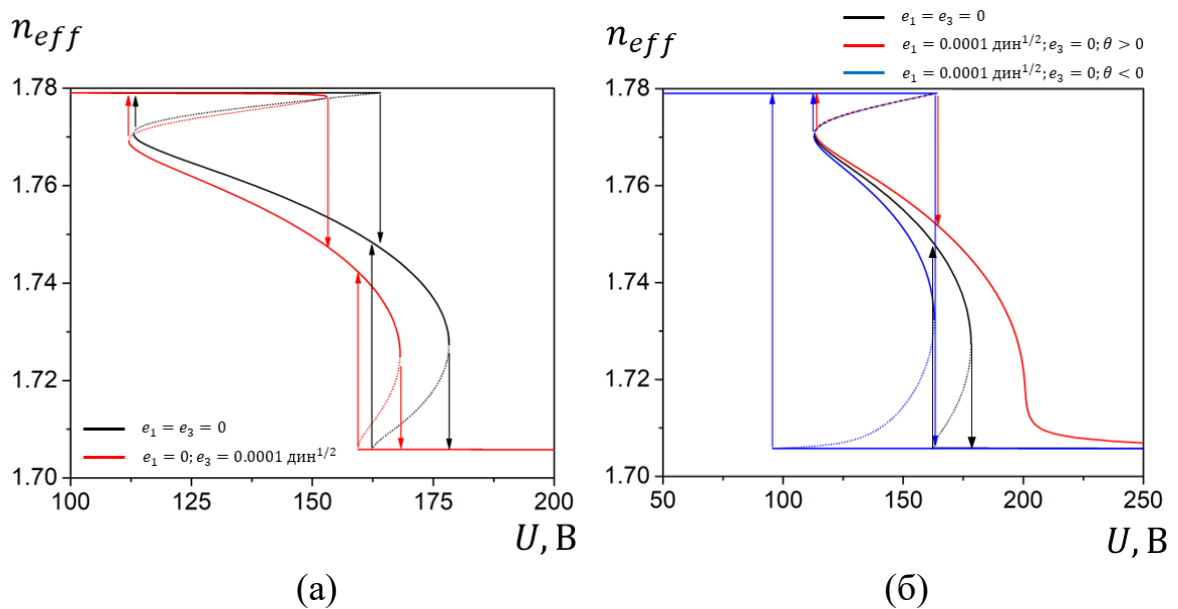


Рис. 3.21. Залежність ефективного показника заломлення n_{eff} ППП від прикладеної напруги U за різних значень флексоелектричних коефіцієнтів.

Так, у випадку $e_1 = e_3 = 0$ НРК орієнтований практично гомеотропно по всій товщині комірки, якщо величина напруги U не перевищує значення порога орієнтаційної нестійкості $U_{th1} \approx 165$ В. Тому показник заломлення ППП, що поширюється по поверхні комірки, є рівним $n_{eff} \approx 1.78$ і практично не залежить від значень U в зазначеному діапазоні. При збільшенні величини напруги і досягненні нею порогового значення U_{th1} в

системі виникає стрибкоподібний орієнтаційний перехід поля директора з однорідного гомеотропного стану в суттєво неоднорідний. Як результат, величина ефективного показника заломлення ППП стрибкоподібно зменшується. При подальшому збільшенні величини напруги в межах порядку 165 – 180 В значення ефективного показника заломлення ППП плавно зменшується поки неоднорідний профіль директора зберігає стійкість. Наступне стрибкоподібне зменшення величини ефективного показника заломлення має місце при досягненні напругою другого порогового значення $U_{th2} \approx 180$ В. Поле директора в об'ємі НРК стрибкоподібно переорієнтовується в планарний стан. При зменшенні величини напруги від значень вищих U_{th2} зворотні стрибкоподібні зміни значення ефективного показника заломлення ППП відбуваються за менших величин порогових напруг $U'_{th} < U_{th}$. Тобто спостерігається явище гістерезису величини n_{eff} при зміні значень U .

Наявність двох гістерезисів залежності $n_{eff}(U)$ є прямим наслідком наявності двох гістерезисів орієнтаційної перебудови поля директора НРК при зміні величини напруги (Рис. 3.8, 3.9). Величина зміни n_{eff} у межах обох гістерезисів визначається передусім величиною зміни кута орієнтування директора поблизу поверхні, на якій збуджується ППП. Незважаючи на те, що при $e_3 \neq 0$ орієнтаційні переходи з початкового гомеотропного стану в суттєво неоднорідний є безпороговими, величини напруг, при яких залежність $n_{eff}(U)$ не є сталою обмежуються діапазоном приблизно в 110 – 180 В. Ненульові значення флексоелектричного коефіцієнта e_3 призводить до зміщення залежності $n_{eff}(U)$ в бік менших величин напруг незалежно від знаку зазначеного коефіцієнта (Рис. 3.21 (а)). При цьому діапазон напруг, при яких залежність $n_{eff}(U)$ не є сталою звужується з 110 – 180 В приблизно до 110 – 170 В.

У випадку $e_1 \neq 0$, проте $e_3 = 0$, залежність $n_{eff}(U)$ має дві можливих гілки, що відповідають відхиленням директора в бік додатних та від'ємних значень кутів θ (Рис. 3.21 (б)). Розв'язок, що реалізується при втраті стійкості початкового гомеотропного стану НРК ($U_{th1} \approx 165$ В) визначається флуктуаціями директора. Якщо реалізуються відхилення директора в бік додатних значень кутів θ , то залежність $n_{eff}(U)$ зміщується у бік більших величин напруг U , в той час як при реалізації від'ємних значень θ зазначена залежність зміщується у бік менших величин U порівняно з випадком $e_1 = e_3 = 0$.

Слід зазначити, що наявність у НРК флексоелектричних властивостей не впливає на діапазон можливих змін значень Δn_{eff} ефективного показника заломлення і співпадає з виразом (3.19) за відсутності флексополяризації. У цілому, збільшення величини напруги U призводить до зменшення значень ефективного показника заломлення n_{eff} ППП, що пояснюється так. При збільшенні від нуля величини напруги U в об'ємі НРК у цілому має місце орієнтаційний перехід поля директора з гомеотропного стану в планарний.

На Рис. 3.22 наведено залежності величини ефективного показника заломлення n_{eff} ППП від значень напруги U для величин флексоелектричних коефіцієнтів, що відповідають рідким кристалам TL-216 та 5CB. Збільшення абсолютного значення коефіцієнтів e_1 і e_3 приводить до зміщення орієнтаційних переходів в бік менших величин напруги U . Ширина гістерезису обмеженого переходами 1 та 1' при цьому зменшується, а гістерезису обмеженого переходами 2 та 2' – збільшується. При цьому для НРК 5CB за використаних параметрів комірки зазначені зміни спричиняють перекриття гістерезисів орієнтаційних переходів між гомеотропним і неоднорідним та планарним і неоднорідним станами. Як результат, на залежності $n_{eff}(U)$ з'являється область, що є недосяжною для системи при збільшенні від нуля

величини напруги. Дана область значень n_{eff} досягається тільки при зменшенні величини U від значень понад 150 В.

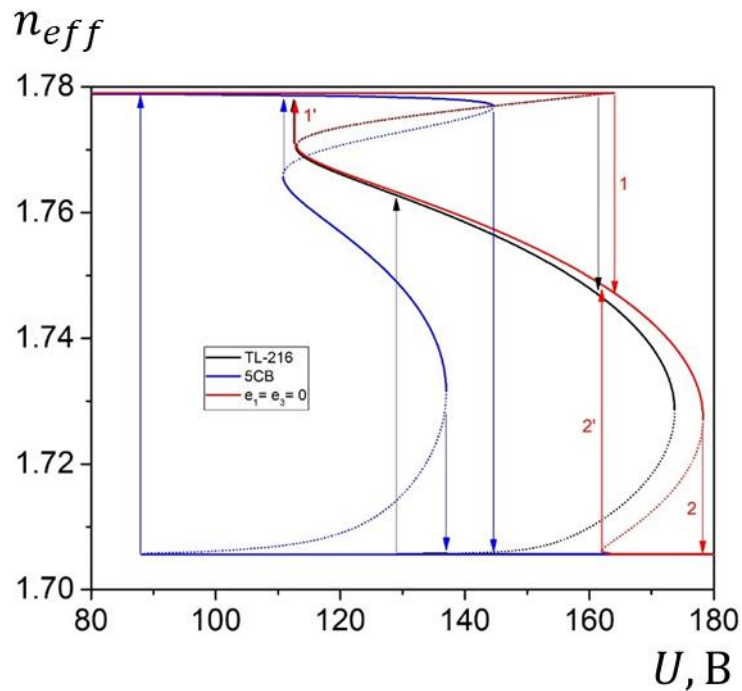


Рис. 3.22. Залежність величини n_{eff} від значень напруги U за величин флексоелектричних коефіцієнтів, що відповідають НРК TL-216, 5CB та у випадку $e_1 = e_3 = 0$. $L_d = 100$ нм, $\lambda = 800$ нм.

На Рис. 3.23 (а) наведено залежності величини ефективного показника заломлення від значення напруги для різних величин довжин хвиль λ ППП. Зміна значень λ не змінює величини напруги гістерезисних переходів, проте, впливає як на величину n_{eff} , так і на діапазон її зміни Δn_{eff} . Так, збільшення довжини хвилі λ приводить до зменшення величини n_{eff} та розширення області зміни значень Δn_{eff} .

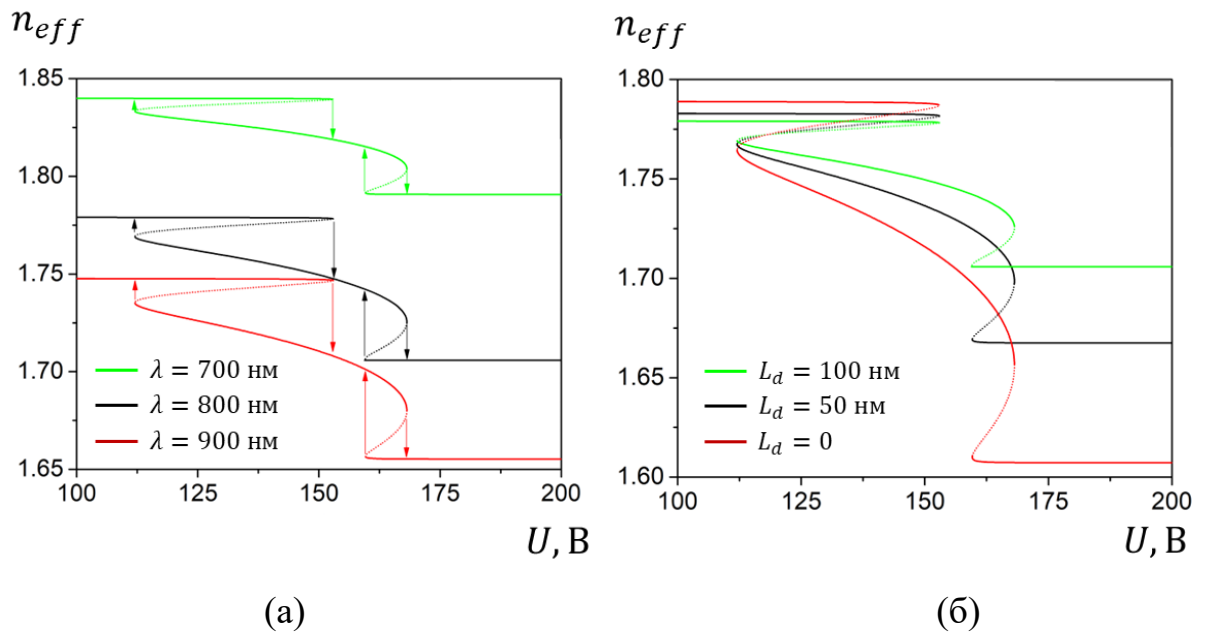


Рис. 3.23. Залежність величини n_{eff} від значень напруги U для різних величин довжин хвиль λ (а) та товщин полімерної плівки L_d (б). $e_1 = 0$, $e_3 = 0.0001$ дин^{1/2}.

Залежність величини показника заломлення ППП від значень прикладеної напруги за різних товщин L_d полімерної плівки приведено на Рис. 3.23 (б). Збільшення товщини L_d призводить до звуження діапазону зміни значень Δn_{eff} ефективного показника заломлення ППП при зміні величини напруги. Як показують розрахунки, значення порогових напруг за яких відбуваються гістерезисні переходи, не залежать від товщини L_d полімерної плівки. Якщо значення показника заломлення n_d полімерної плівки є в межах зміни величини показника заломлення НРК, а саме $n_o \leq n_d \leq n_e$, то існує такий розподіл поля директора в об'ємі комірки, при якому значення ефективного показника заломлення приповерхневого шару НРК виявляється близьким до n_d . Тоді в системі зникає залежність від товщини L_d полімерної плівки. На Рис. 3.23 (б) цей випадок відповідає точці ($U \approx 120$ В, $n_{eff} \approx 1.77$), у якій сходяться криві, що відповідають різним товщинам полімерної плівки. За взятих значень параметрів системи ця особлива точка відповідає нестійкому розв'язку і тому не буде реалізуватись. Проте, для НРК з дещо

іншими величинами діелектричних сталих аналогічна відсутність залежності від товщини L_d полімерної плівки може спостерігатись вже для стійкого розподілу поля директора.

3.4 Результати та висновки до розділу 3

1. У наближенні плоских деформацій теоретично досліджено електроіндуковану орієнтаційну нестійкість директора в комірці гомеотропно орієнтованого флексоелектричного НРК. Встановлено, що орієнтаційні переходи поля директора між вихідним гомеотропним і неоднорідним та неоднорідним і планарним станами при зміні величини прикладеної напруги U можуть супроводжуватися одним або двома гістерезисами, або взагалі проходити без гістерезису. За умови відсутності переднахилю та флексоелектричних властивостей у НРК отримано аналітичні критерії існування кожного з гістерезисів.

Встановлено, що збільшення величини кута ψ орієнтування легкої осі \mathbf{v} призводить до зменшення ширини та амплітуди гістерезисів обох орієнтаційних переходів з подальшим їх зникненням. Встановлено, що за типових значень параметрів НРК-комірки при збільшенні величини переднахилю ψ директора на поверхні гістерезис орієнтаційного переходу системи зі слабо неоднорідного планарного стану в суттєво неоднорідний зникає першим. Збільшення енергії W_v зчеплення директора з похилою легкою віссю звужує діапазон кутів ψ нахилу останньої при яких спостерігаються гістерезиси орієнтаційних переходів.

Для більших значень величини відношення K_1/K_3 область існування гістерезису орієнтаційного переходу системи зі слабо неоднорідного гомеотропного стану в суттєво неоднорідний є ширшою, тоді як область гістерезису орієнтаційного переходу зі слабо неоднорідного планарного стану в суттєво неоднорідний є вужчою.

За умови жорсткого гомеотропного зчеплення на одній із підкладок, нульові значення флексоелектричного коефіцієнта e_3 НРК електроіндукований орієнтаційний призводить до того, що перехід системи з вихідного однорідного гомеотропного стану в неоднорідний є пороговим для

будь-яких значень енергії зчеплення W_e . Тоді як у протилежному випадку, проте $e_3 \neq 0$ переорієнтація НРК з вихідного однорідного гомеотропного стану в неоднорідний є безпороговою.

Збільшення абсолютного значення $|e_3|$ та зменшення величини $e_1 \text{sign}(e_3)$ призводять до звуження області значень параметрів K_1/K_3 та W існування обох гістерезисів орієнтаційних переходів між гомеотропним і неоднорідним та планарним і неоднорідним станами у порівнянні з випадком відсутності в НРК флексоелектричних властивостей ($e_1 = e_3 = 0$).

2. Теоретично досліджено вплив зовнішнього електричного поля на параметри та умови поширення поверхневого плазмонного поляритона на межі НРК – полімер – метал в гомеотропній комірці НРК. Розраховано величину ефективного показника заломлення n_{eff} ППП та досліджено її залежність від значень прикладеної напруги U , товщини полімерної плівки L_d та параметрів комірки НРК, зокрема величин флексоелектричних коефіцієнтів e_1 та e_3 . Зміна значення ефективного показника заломлення n_{eff} ППП, зумовлена зміною величини напруги U , може супроводжуватися одним або двома гістерезисами, що є наслідком наявності гістерезисів залежності кута $\theta(U)$ директора НРК.

Встановлено, що величина ефективного показника заломлення n_{eff} ППП збільшується зі збільшенням величини енергії зчеплення w та зі зменшенням значень напруги U і довжини хвилі λ . Діапазон Δn_{eff} зміни величини ефективного показника заломлення ППП розширюється зі зменшенням значень кута ψ похилої легкої осі \mathbf{v} , товщини L_d полімерного шару, відношення енергій зчеплення W_v/W_e , та зі збільшенням довжини хвилі λ ППП та оптичної анізотропії НРК ϵ_a .

Збільшення абсолютного значення коефіцієнта $|e_3|$ призводить до зміщення залежності $n_{eff}(U)$ в бік менших величин напруг та до звуження

області напруг U у якій залежність $n_{eff}(U)$ не є сталою. Збільшення величини e_1 призводить до зменшення залежності $n_{eff}(U)$ у бік більших величин напруг U при $e_3 < 0$, та у бік менших величин U при $e_3 > 0$.

Якщо значення показника заломлення n_d полімерної плівки лежить в межах зміни величини показника заломлення НРК, $n_o \leq n_d \leq n_e$, то залежність n_{eff} від товщини полімерної плівки може зникати. Це має місце в області величин напруг U , за яких значення ефективного показника заломлення приповерхневого шару НРК виявляється близьким до n_d .

РОЗДІЛ 4. ЕЛЕКТРОКЕРОВАНА ЛАЗЕРНА ГЕНЕРАЦІЯ В ТАММПЛАЗМОННІЙ СТРУКТУРІ З ШАРОМ НРК

У цьому розділі представлено результати аналітичного та чисельного моделювання керування характеристиками плазмон-поляритонів Тамма у гібридній структурі метал – НРК – дзеркало Брегга [31,36]. Досліджено вплив переорієнтації директора та легування барвником НРК на локальне підсилення інтенсивності світла, а також досліджено особливості лазерної генерації у зазначеній структурі.

4.1 Структурна модель і теорія

Для аналізу електрокерованої лазерної генерації у татмплазмонній структурі було розглянуто систему, що складається з шару НРК розміщеного між металевим шаром та дзеркалом Брегга [31,36]. Орієнтація директора НРК вважається гомеотропною та однорідною, тобто директор по всьому об'єму НРК орієнтований перпендикулярно до шарів, що обмежують цей об'єм. Дзеркало Брегга формується шляхом чергування двох однорідних діелектричних шарів, створюючи таким чином прямокутний профіль показника заломлення дзеркала Брегга. З протилежного боку дзеркало Брегга контактує з однорідною діелектричною підкладкою.



Рис. 4.1. Досліджувана структура метал – НРК – дзеркало Брегга.

Плоска монохроматична світлова хвиля частоти ω , поляризована в напрямку осі Ox , що орієнтована вздовж межі розділу НРК та дзеркалом Брегга, поширюється нормально до металевої плівки з повітря в додатному напрямку осі z . Світлова хвиля, пройшовши крізь металеву плівку, проникає в

шар НРК, а згодом у дзеркало Брегга і діелектричну підкладку, зазнаючи серії послідовних відбиттів на межах розділу шарів. Схема розглянутої структури та напрямки падаючої (A_i) та відбитої (B_i) електромагнітних хвиль зображено на Рис. 4.1.

У кожному шарі розглянутої структури вектор напруженості електричного поля \mathbf{E}_i світлової хвилі є розв'язком хвильового рівняння $\Delta \mathbf{E}_i + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_i \mathbf{E}_i = 0$, де ε_i – діелектрична проникність відповідного шару. Вектор напруженості магнітного поля \mathbf{H}_i визначається з рівняння електродинаміки $\text{rot } \mathbf{E}_i = -\partial \mathbf{H}_i / \partial t$. У напрямках осей x та y система вважається однорідною. У середині кожного шару структури вектори напруженості електричного \mathbf{E}_i і магнітного \mathbf{H}_i полів мають вигляд відповідно $\mathbf{E}_i = (E_i(z), 0, 0)$ і $\mathbf{H}_i = (0, H_i(z), 0)$. У повітрі при $z \leq -l - d$, в металевій плівці при $-l - d \leq z \leq -d$, і в шарі НРК при $-d \leq z \leq 0$, напруженість електричного E_i та магнітного H_i полів світлової хвилі відповідно матимуть вигляд:

$$\begin{aligned} E_i(z) &= A_i e^{ikn_i z} + B_i e^{-ikn_i z}, \\ H_i(z) &= \frac{n_i}{c\mu_0} (A_i e^{ikn_i z} - B_i e^{-ikn_i z}). \end{aligned} \quad (4.1)$$

Тут $k = \omega/c$ – хвильове число електромагнітної хвилі у вакуумі; $i = 0, 1, 2$ позначає відповідно повітря, метал і НРК з показниками заломлення $n_{air} = 1$, $n_m = n'_m + in''_m$ та $n_{LC} = n_o$, відповідно, де n_o – показник заломлення звичайної хвилі в НРК. У рівнянні (4.1) інтенсивність падаючої світлової хвилі вважається достатньо малою, щоб не впливати на початкову однорідну гомеотропну орієнтацію директора НРК.

В області $0 \leq z \leq L$ в межах кожного з діелектричних шарів дзеркала Брегга вектори напруженості електричного та магнітного полів світлової хвилі мають вигляд (4.1), де n_i – діелектрична проникність відповідного шару дзеркала Брегга. Нижче дзеркала Брегга, при $z \geq L$, в діелектричній підкладці

з показником заломлення n_s присутня лише хвиля, яка пройшла через систему. Це призводить до наступних векторів напруженості електричного та магнітного полів:

$$\begin{aligned} E_4(z) &= A_4 e^{ikn_s z}, \\ H_4(z) &= n_s A_4 / (c\mu_0) e^{ikn_s z}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

На границях розділу шарів діелектрика вектори напруженості електричного поля \mathbf{E}_i та магнітного поля \mathbf{H}_i світлової хвилі повинні задовольняти граничним умовам електродинаміки. З останніх знаходимо напруженість електричного поля B_0 відбитої хвилі та A_4 хвилі, що пройшла через систему. Це дозволяє отримати значення коефіцієнта відбиття $R = |B_0/A_0|^2$ та коефіцієнта пропускання $T = n_s |A_4/A_0|^2$ системи.

Навіть з відносно невеликою кількістю діелектричних шарів дзеркала Брегга аналітичне вирішення цієї задачі є надмірно громіздким. Тому розв'язувати задачу практично чисельно. Однак у випадку виконання умови резонансу Брегга можливий аналітичний опис задачі. В області $0 \leq z \leq L$ діелектричну проникність дзеркала Брегга можна розкласти в ряд Фур'є за координатою z як періодичну функцію з періодом a :

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \sum_{\substack{j \\ j \neq 0}}^{\infty} \varepsilon_j e^{i2\pi j z/a}. \quad (4.3)$$

Вважаючи, що довжина хвилі λ падаючого світла близька до довжини хвилі Брегга $\lambda_B = 2\bar{n}a/m$, де m – ціле число, а $\bar{n} = \sqrt{\varepsilon_0}$ – середній показник заломлення дзеркала Брегга, розв'язок хвильового рівняння в дзеркалі Брегга було знайдено методом зв'язаних хвиль [267,268]. Вектор напруженості електричного поля електромагнітної хвилі можна виразити наступним чином:

$$E_3(z) = A_3(z)e^{ik\bar{n}z} + B_3(z)e^{-ik\bar{n}z}. \quad (4.4)$$

Амплітуди падаючої $A_3(z)$ та відбитої $B_3(z)$ хвиль є повільно змінними функціями, які задовольняють рівняння Когельника [267]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} A_3(z) &= i\chi_m e^{-i2\delta z} B_3(z), \\ \frac{d}{dz} B_3(z) &= -i\chi_{-m} e^{i2\delta z} A_3(z), \end{aligned} \quad (4.5)$$

де $\chi_{\pm m} = k\varepsilon_{\pm m}/(2\bar{n})$, а $\delta = k\bar{n} - \pi t/a$ – коефіцієнт що має зміст відхилення від умови резонансу Бреґга. У наближенні $|\delta|a \ll 1$, $|\chi_{\pm m}|a \ll 1$ розв'язок рівнянь Когельника (4.5) набуває вигляду:

$$\begin{aligned} A_3(z) &= (a_1 e^{-\gamma_m z} + a_2 e^{\gamma_m z}) e^{-i\delta z}, \\ B_3(z) &= \left(a_1 r_m e^{-\gamma_m z} + \frac{a_2 \chi_{-m}}{r_m \chi_m} e^{\gamma_m z} \right) e^{i\delta z}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Тут $\gamma_m \approx \sqrt{\chi_m \chi_{-m} - \delta^2}$, $r_m = i\chi_{-m}/(\gamma_m - i\delta)$; a_1 і a_2 – невідомі коефіцієнти. З урахуванням (4.6) було отримано вираз для напруженості магнітного поля в дзеркалі Бреґга:

$$\begin{aligned} H_3(z) &= \frac{1}{\omega\mu_0} (k\bar{n} e^{ik\bar{n}z} - \chi_{-m} e^{-i(k\bar{n}-2\delta)z}) A_3(z) + \\ &+ \frac{1}{\omega\mu_0} (\chi_m e^{i(k\bar{n}-2\delta)z} - k\bar{n} e^{-ik\bar{n}z}) B_3(z). \end{aligned} \quad (4.7)$$

Вектори напруженості електричного поля E_i та магнітного поля H_i (де $i = \overline{0,4}$) світлової хвилі повинні задовольняти наступним граничним умовам при $z = -l - d$, $z = -d$, $z = 0$, і $z = L$:

$$\begin{aligned}
A_0 e^{-ik(l+d)} + B_0 e^{ik(l+d)} &= A_1 e^{-ikn_m(l+d)} + B_1 e^{ikn_m(l+d)}, \\
A_0 e^{-ik(l+d)} - B_0 e^{ik(l+d)} &= n_m (A_1 e^{-ikn_m(l+d)} - B_1 e^{ikn_m(l+d)}), \\
A_1 e^{-ikn_m d} + B_1 e^{ikn_m d} &= A_2 e^{-ikn_o d} + B_2 e^{ikn_o d}, \\
n_{eff} (A_1 e^{-ikn_m d} - B_1 e^{ikn_m d}) &= n_o (A_2 e^{-ikn_o d} - B_2 e^{ikn_o d}), \\
A_2 + B_2 &= A_3(0) + B_3(0), \\
kn_o (A_2 - B_2) &= (k\bar{n} - \chi_{-m}) A_3(0) + (\chi_m - k\bar{n}) B_3(0), \\
A_3(L) e^{ik\bar{n}L} + B_3(L) e^{-ik\bar{n}L} &= A_4 e^{ikn_s L}, \\
(k\bar{n} - \chi_{-m}) A_3(L) e^{i\delta L} + (\chi_m - k\bar{n}) B_3(L) e^{-i\delta L} &= (-1)^{mp} kn_s A_4 e^{ikn_s L},
\end{aligned} \tag{4.8}$$

де $p = L/a$ – кількість періодів дзеркала Брегга. Розв'язуючи систему рівнянь (4.8), отримано вирази для амплітуд відбитої хвилі B_0 та хвилі A_4 , що пройшла, з яких отримуємо коефіцієнти відбиття R та пропускання T :

$$\begin{aligned}
R &= \left| (1 - n_m) b_4^- e^{ikn_m d} (b_1 (b_3^- r_m + b_3^+) e^{-\tilde{\gamma}L} + b_2 (b_3^+ r_m \chi_m + b_3^- \chi_{-m}) e^{\tilde{\gamma}L}) \right|^2, \\
T &= n_s \left| \frac{-8kn_o n_m (r_m^2 \chi_m - \chi_{-m}) (b_7^+ e^{-ik\bar{n}L} + b_7^- e^{ik\bar{n}L}) e^{-ik(l+d) - ikn_s L}}{(1 + n_m) b_4^+ e^{ikn_m d} (b_2 (b_3^+ r_m \chi_m + b_3^- \chi_{-m}) e^{\tilde{\gamma}L} + b_1 (b_3^- r_m + b_3^+) e^{-\tilde{\gamma}L})} \right|^2.
\end{aligned} \tag{4.9}$$

де $\tilde{\gamma} = \gamma_m + i\delta$, $\eta_m = \chi_m \chi_{-m} (r_m - 1)$, $b_1 = b_1^+ b_1^-$, $b_2 = b_2^+ b_2^-$. Крім того, для більш компактного представлення розв'язку були введені наступні позначення:

$$\begin{aligned}
b_1^+ &= e^{-ikn_m(l+d)} + b_5^-(n_o - n_m)e^{-ikn_o d} - b_5^+(n_m + n_o)e^{ikn_o d}, \\
b_1^- &= b_5^+(n_o - n_m)e^{ikn_o d} - b_5^-(n_m + n_o)e^{-ikn_o d}, \\
b_2^+ &= e^{-ikn_m(l+d)} + b_6^-(n_o - n_m)e^{-ikn_o d} - b_6^+(n_o + n_m)e^{ikn_o d}, \\
b_2^- &= b_6^-(n_o + n_m)e^{-ikn_o d} - b_6^+(n_o - n_m)e^{ikn_o d}, \\
b_3^\pm &= (-1)^{mp} n_s k e^{\pm ik\bar{n}L} \mp b_7^\pm, \\
b_4^\pm &= (1 \mp n_m) e^{ikn_m l}, \\
b_5^\pm &= kr_m \chi_m(n_o \mp \bar{n}) + k\chi_{-m}(n_o \pm \bar{n}) \pm \eta_m, \\
b_6^\pm &= r_m(kn_o^\pm \mp \chi_m) + kn_o^\mp \pm \chi_{-m}, \\
b_7^\pm &= e^{\pm i\delta L}(k\bar{n} - \chi_{\mp m}).
\end{aligned} \tag{4.10}$$

4.2 Спектри відбиття та пропускання

Для проведення чисельних розрахунків було розглянуто структуру, яка складається з шарів срібла, НРК і дзеркала Брегга. Останнє складається з шарів TiO_2 та SiO_2 з показниками заломлення і товщинами n_{TiO_2} , d_{TiO_2} та n_{SiO_2} , d_{SiO_2} відповідно. Було використано наступні значення структурних параметрів: $l = 60$ нм – товщина шару срібла, $d = 3287$ нм – товщина комірки НРК, $d_{\text{TiO}_2} = 51$ нм, $d_{\text{SiO}_2} = 96$ нм – товщини шарів TiO_2 та SiO_2 , відповідно, $n_o = 1.48$, $n_e = 1.63$ – показники заломлення НРК для звичайного та незвичайного променів, $n_{\text{TiO}_2} = 2.46$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.48$, $n_s = 1.529$ – показники заломлення шарів TiO_2 , SiO_2 та підкладки, відповідно, $a = d_{\text{TiO}_2} + d_{\text{SiO}_2} = 147$ нм – період дзеркала Брегга. Для обраних товщин шарів TiO_2 і SiO_2 ширина фотонної забороненої зони дзеркала Брегга охоплює діапазон довжин хвиль падаючого світла в межах 450–650 нм. Товщина дзеркала Брегга була обрана рівною $L = 1764$ нм, що відповідає $p = 12$ періодам його структурної зміни. Значення комплексного показника заломлення n_m шару срібла, взяте з [269], враховує його частотну дисперсію.

Чисельно розраховані залежності коефіцієнтів відбиття R , пропускання T та поглинання A (де $R + T + A = 1$) зазначеної системи від довжини хвилі λ представлено на Рис. 4.2. Розрахунки спектральних залежностей коефіцієнтів R , T , A проводились за допомогою методу скінченних елементів у COMSOL Multiphysics. Слід зазначити, що вузькі провали в спектрі відбиття та піки в спектрі пропускання системи відповідають забороненій зоні дзеркала Брегга (Рис. 4.2, суцільні сині лінії). Наявність цих провалів/піків у спектрах відбиття/пропускання пов'язана зі збудженням ППТ на межі срібло – НРК – дзеркало Брегга. Як показують розрахунки, кількість провалів/піків на спектральних залежностях коефіцієнтів відбиття/пропускання, а також поглинання зростає зі збільшенням товщини шару НРК. Слід зазначити, що в [270] подібні плазмонні моди Тамма у видимому спектрі були

експериментально виявлені в шаруватій структурі Ag – дзеркало Брегга, але без НРК шару.

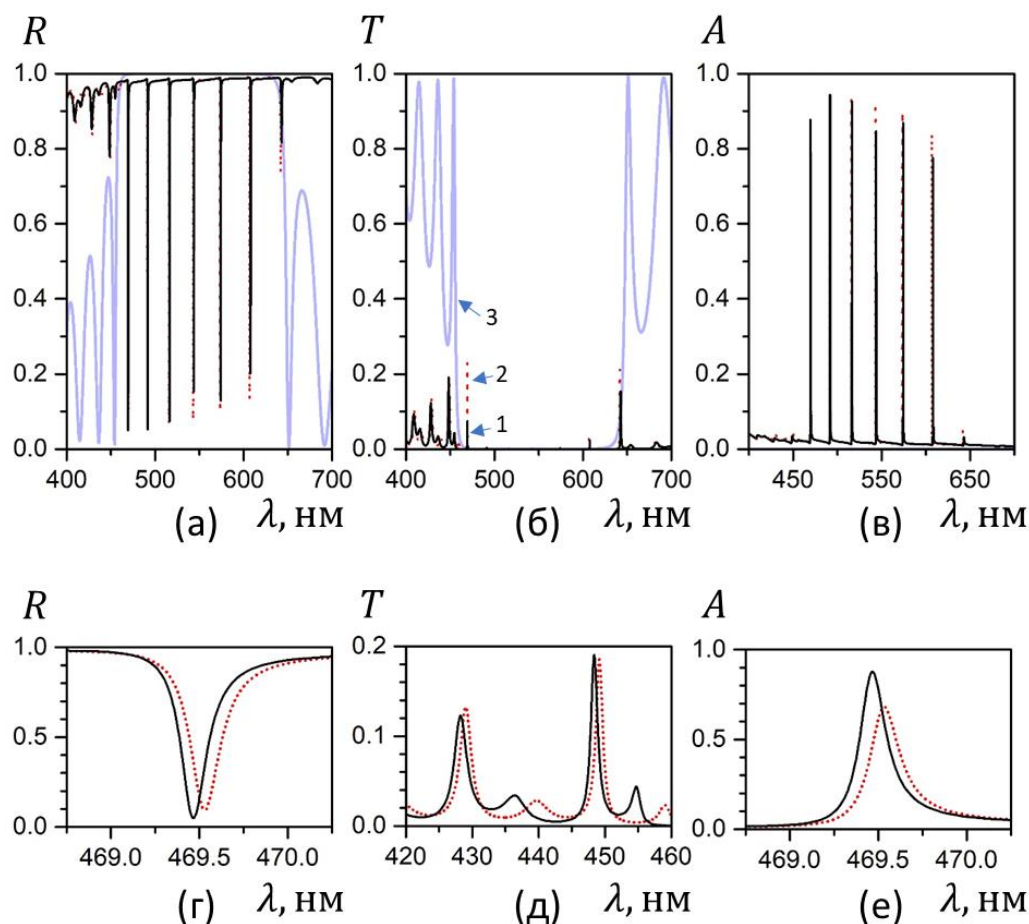


Рис. 4.2. Спектральні залежності коефіцієнтів відбиття (а), пропускання (б) та поглинання (в): чисельні (1) та аналітичні (2) розв’язки. Збільшені зображення піків відбиття (г), пропускання (д) та поглинання (е). Піки відбиття та поглинання локалізовані в межах фотонної забороненої зони дзеркала Брегга (3).

На Рис. 4.2 для порівняння також наведені значення коефіцієнтів відбиття R , пропускання T та поглинання A , розраховані за формулами (4.9) і (4.10). Значення ε_0 та ε_j ($j \neq 0$), які використовуються для розрахунку, отримані з розкладання в ряд Фур’є діелектричної проникності $\varepsilon(z)$ (4.3) дзеркала Брегга:

$$\varepsilon_0 = \frac{n_{TiO_2}^2 d_{TiO_2} + n_{SiO_2}^2 d_{SiO_2}}{d_{TiO_2} + d_{SiO_2}}, \quad (4.11)$$

$$\varepsilon_j = i \frac{n_{SiO_2}^2 - n_{TiO_2}^2}{2\pi j} (1 - e^{-i2\pi j d_{TiO_2}/a}), \quad (4.12)$$

де $j \neq 0$. Як видно з Рис. 4.2, результати чисельного розрахунку гарно узгоджуються з розрахунками за аналітичними виразами (4.9).

Розподіл амплітуд піків відбиття та поглинання в межах дзеркала Брегга є немонотонним. Зазначена немонотонність пов'язана з (а) зменшенням амплітуди піків при наближенні до краю фотонної забороненої зони дзеркала Брегга та (б) залежністю комплексного показника заломлення шару срібла від довжини хвилі. Зокрема, якщо зафіксувати показник заломлення срібла ($n_m(\lambda) = const$), то амплітуда піків коефіцієнта поглинання R структури монотонно зростає зі збільшенням довжини хвилі в межах фотонної забороненої зони, і спадає при наближенні довжини хвилі до меж останньої. Півширина піків ППТ складає приблизно 0.2 нм (Рис. 4.2 (г, д, е)), і є найбільш чутливою до (а) дійсної частини показника заломлення срібла $Re(n_m)$ та (б) кількості діелектричних шарів дзеркала Брегга. Так, збільшення величини дійсної частини показника заломлення срібла та зменшення кількості шарів дзеркала Брегга призводить до розширення піків ППТ.

Чисельно розрахована спектральна залежність коефіцієнта локалізації $\gamma = \langle |E|^2 \rangle / |A_0|^2$ інтенсивності світлової хвилі в шарі НРК показано на Рис. 4.3 (а). Коефіцієнт γ визначається як відношення усередненої за об'ємом інтенсивності $\langle |E|^2 \rangle$ в НРК до інтенсивності $I_0 = |A_0|^2$ падаючого світла. Таким чином, на довжинах хвиль λ , що відповідають пікам коефіцієнта підсилення γ (провалам спектра коефіцієнтів відбиття), відбувається збудження ППТ. Це супроводжується значним збільшенням інтенсивності світлової хвилі всередині об'єму НРК порівняно з інтенсивністю падаючого світла. При параметрах, використаних при розрахунках, коефіцієнт локального підсилення досягає значення $\gamma \approx 60$.

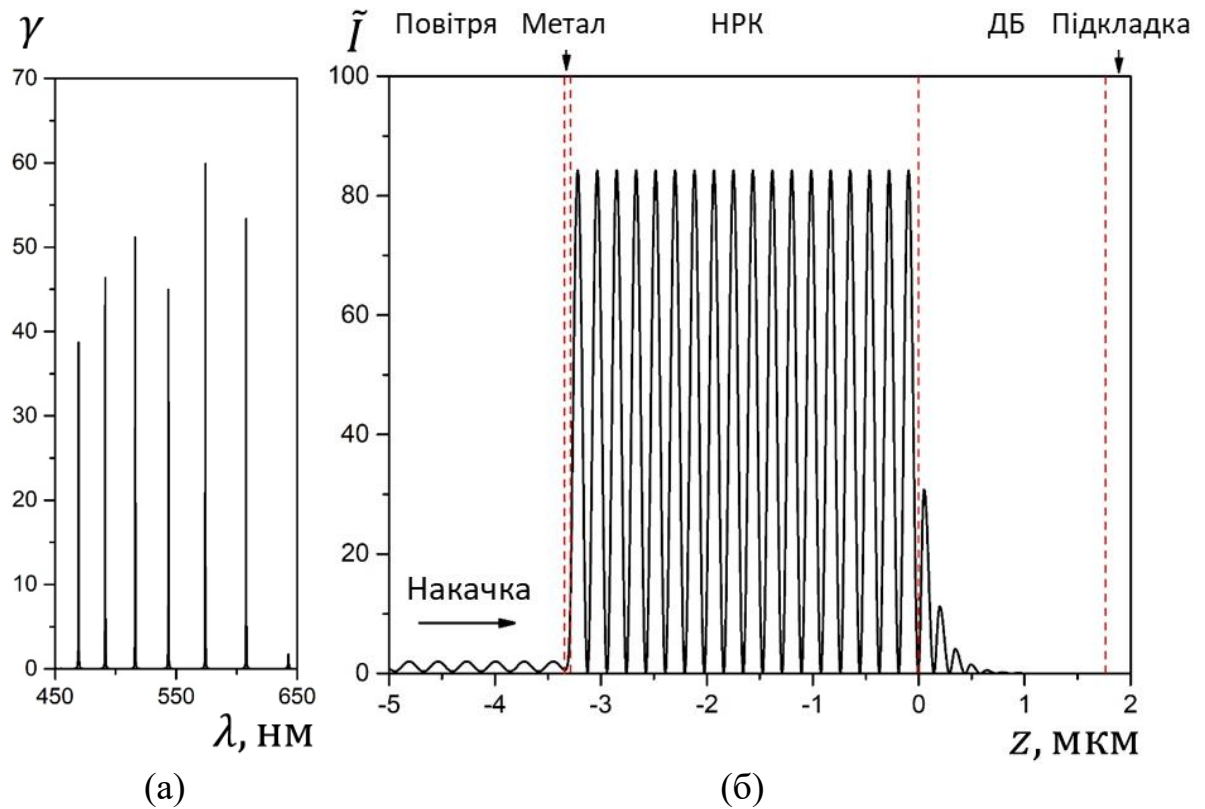


Рис. 4.3. Спектральна залежність коефіцієнта локалізації γ світлового поля в шарі НРК (а). Розподіл безрозмірної інтенсивності \tilde{I} на довжині хвилі $\lambda = 543.7$ нм (б).

На Рис. 4.3 (б) зображено розподіл безрозмірної інтенсивності $\tilde{I}(z) = |E|^2 / |A_0|^2$ світлової хвилі по товщині системи, отриманий чисельно на довжині хвилі $\lambda = 543.7$ нм, близькій до $\lambda_B = 552$ нм. Поле світлової хвилі майже повністю локалізоване всередині шару НРК і рівномірно розподілене по його товщині з просторово модульованою інтенсивністю. В НРК значення локальних максимумів інтенсивності виявляються удвічі більшими за усереднену за об'ємом інтенсивність НРК. Порівняно з інтенсивністю I_0 падаючого світла значення локальних максимумів інтенсивності світла в шарі НРК виявляються приблизно в 110 разів більшими. Коли світлова хвиля потрапляє в дзеркало Брегга, вона швидко затухає, так що світлове поле

практично відсутнє в діелектричній підкладці, яка слідує за дзеркалом Брегга. Це відповідає випадку відсутності пропускання світла через систему, $T = 0$.

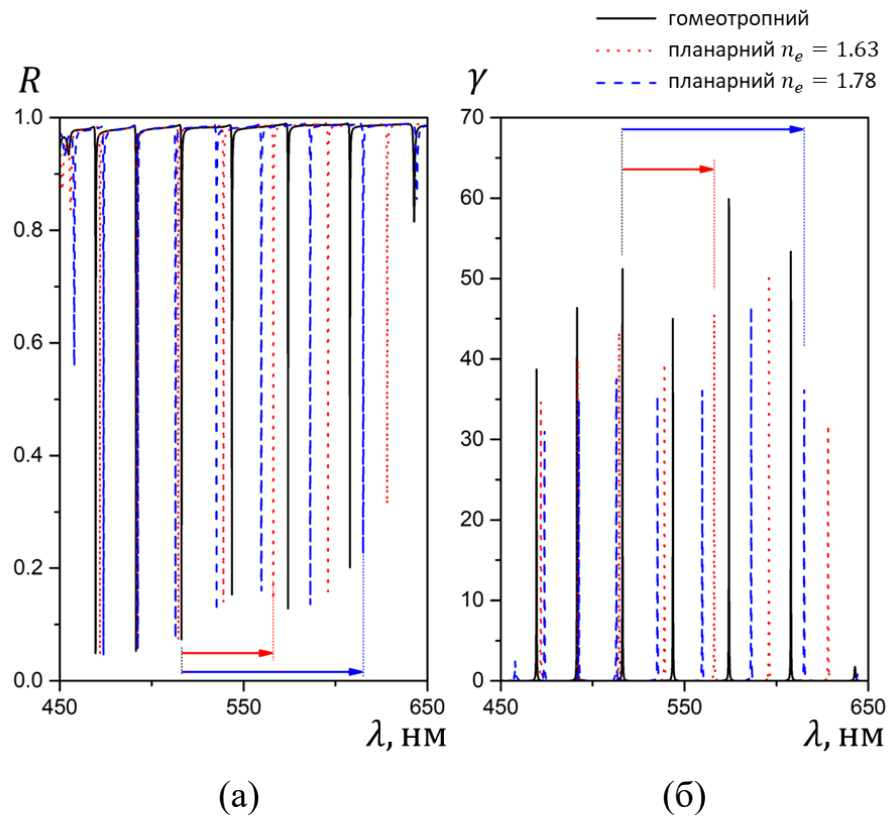


Рис. 4.4. Спектральні залежності значень коефіцієнтів відбиття R (а) та посилення γ (б) інтенсивності світлового поля в шарі НРК. Стрілками показано зміщення одного з плазмонних піків при переорієнтації НРК з гомеотропного у планарний стан.

Значення довжин хвиль λ падаючого світла, при яких відбувається збудження плазмонів Тамма, істотно залежать від оптичних параметрів шару НРК. Значення цих параметрів безпосередньо залежать від стану впорядкованості в об'ємі НРК, а саме від орієнтації директора. Наприклад, у випадку однорідної планарної орієнтації НРК, у рівняннях (4.1) для векторів напруженості електричного поля \mathbf{E}_i та магнітного поля \mathbf{H}_i значення показника заломлення n_{LC} потрібно змінити з n_o на n_e . На Рис. 4.4 (а) та 4.4 (б) зображено зміни спектрів відбиття та коефіцієнта локалізації інтенсивності світла внаслідок зміни орієнтації від гомеотропної до планарної для НРК із

незвичайними показниками заломлення 1.63 (червоні лінії) та 1.78 (сині лінії), що відповідають оптичній анізотропії $\Delta n = n_e - n_o = 0.15$ та 0.3 відповідно.

Переорієнтація НРК викликає зміщення плазмонних піків у бік більших довжин хвиль. Для випадку оптичної анізотропії в НРК $\Delta n = 0.15$, зсув плазмонних піків досягає 50 нм (червона стрілка на Рис. 4.4 (а)), а для НРК з високою анізотропією з $\Delta n = 0.3$ [271] відповідний зсув досягає 100 нм (синя стрілка на Рис. 4.4 (а)). Слід зазначити, що спектральний розподіл амплітуд піків якісно залишається практично незмінним. Розгляд двох граничних випадків орієнтації шару НРК, гомеотропного та планарного, дозволяє оцінити характер і діапазон впливу орієнтації шару НРК на характеристики Тамм-плазмонного збудження.

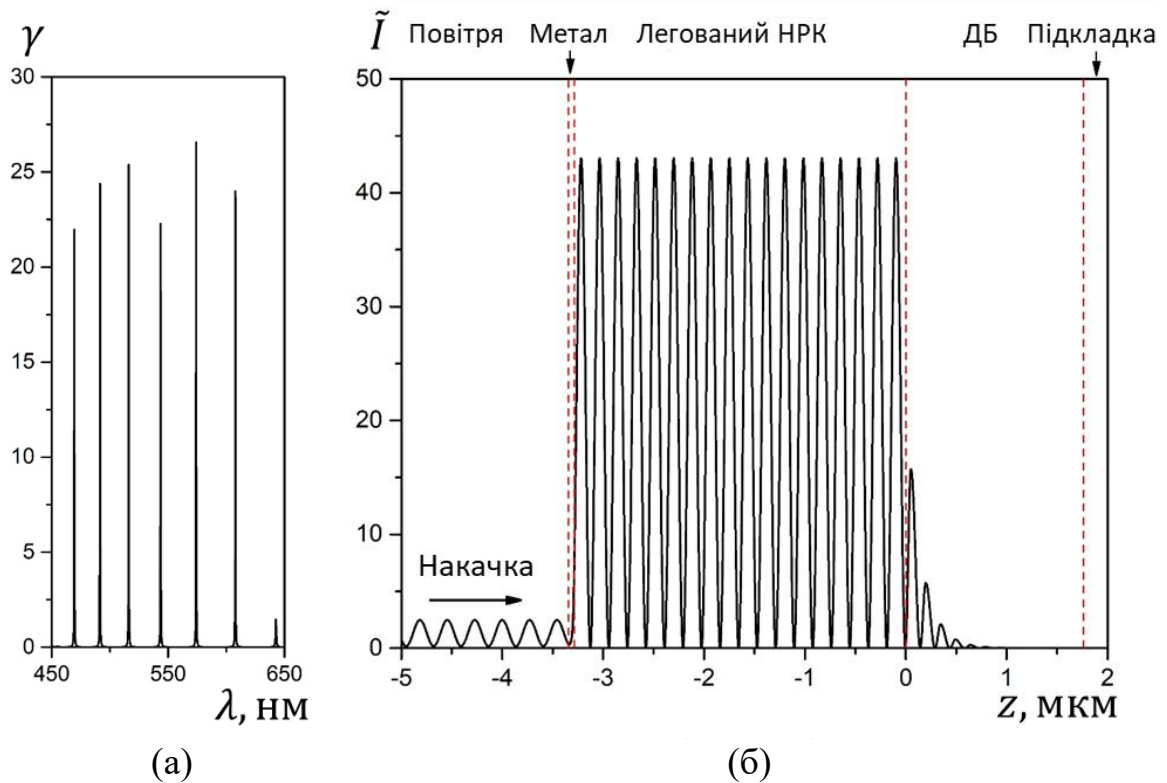


Рис. 4.5. Спектральна залежність коефіцієнта підсилення γ (а) інтенсивності світлового поля та розподілу інтенсивності \tilde{I} (б) світлової хвилі по товщині структури за наявності поглинання в шарі НРК при $\lambda = 543.7$ нм, $n_o = 1.48 + 0.0001i$.

Наступним кроком було розглянуто як зміниться спектральний розподіл коефіцієнта підсилення γ світлової хвилі та розподілу її інтенсивності \tilde{I} по товщині системи при додаванні невеликої концентрації світлопоглинаючого барвника в НРК. Для спрощення розрахунків припускається, що поглинання падаючого світла барвником є спектрально однорідним. Наявність світлопоглинаючого барвника в об'ємі НРК призводить до появи уявної частини показника заломлення легovanого барвником НРК.

Чисельно розраховані залежності коефіцієнта підсилення γ світлової хвилі в шарі НРК від довжини хвилі λ падаючого світла наведено на Рис. 4.5 (а). Наявність барвника призводить до значного зниження значення коефіцієнта локального підсилення γ інтенсивності світлової хвилі. Проте положення плазмонних піків залишаються практично незмінними. Розподіл безрозмірної інтенсивності \tilde{I} світлової хвилі по координаті z показано на Рис. 4.5 (б). Подібно до коефіцієнта локального підсилення γ , розподіл інтенсивності \tilde{I} світлової хвилі залишається однорідним, просторово модульованим і загалом якісно незмінним, за винятком зменшення амплітуди через поглинання.

4.3 Моделювання лазерної генерації

Розглядувана гібридна структура метал – НРК – дзеркало Брегга є перспективною через можливість створення керованою лазерної генерації. Вивчення лазерної генерації в такій структурі вимагає дослідження поведінки системи за наявності інверсії заселеностей у підсилювальному середовищі. У розглянутій структурі роль підсилювального середовища відіграє НРК, легований світлопоглинаючим барвником. Наявність інверсії заселеностей енергетичних рівнів призводить до появи від’ємної уявної частини показника заломлення барвника. Як наслідок, це призводить до наявності негативної уявної частини в показнику заломлення легovanого барвником НРК. В рамках цієї роботи було розглянуто випадок, коли величина уявної частини показника заломлення легovanого барвником НРК прямо пропорційна концентрації барвника і не залежить від довжини хвилі λ падаючого світла.

Генерація лазерного випромінювання моделюється в рамках синглетних і триплетних енергетичних рівнів барвника, в ролі якого може бути наприклад 4-dicyanomethylene-2-methyl-6-dimethylaminostryryl-4H-pyran (DCM) (Рис. 4.6). Ця модель вимагає розв’язування трьох кінетичних рівнянь, що описують заселеність основного синглетного N_1 , збудженого синглетного N_2 та основного триплетного N_3 енергетичних рівнів, а також інтенсивність генерованого світлового випромінювання I_e [143,174,272]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_2(z, t)}{\partial t} &= \frac{\sigma_a I_a(z, t)}{h\nu_a} N_1(z, t) - \frac{\sigma_e I_e(t)}{h\nu_e} N_2(z, t) - \frac{N_2(z, t)}{\tau_{21}} - P_{23} N_2(z, t), \\ \frac{\partial N_3(z, t)}{\partial t} &= P_{23} N_2(z, t) - P_{31} N_3(z, t), \\ \frac{dI_e(t)}{dt} &= \frac{ch\nu_e S}{\bar{n}V} \int_0^L \left(\frac{\sigma_e I_e(t)}{h\nu_e} N_2(z, t) + k \frac{N_2(z, t)}{\tau_r} \right) dz - \frac{I_e(t)}{\tau_c}, \\ N_1(z, t) + N_2(z, t) + N_3(z, t) &= N, \end{aligned} \tag{4.13}$$

де ймовірності переходів задаються виразами

$$W_{12} = \frac{\sigma_a I_a}{h\nu_a}, \quad W_{21} = \frac{\sigma_e I_e}{h\nu_e}, \quad W_{sp} = \frac{1}{\tau_{21}}. \quad (4.14)$$

У виразах (4.13) та (4.14) N_i – заселеності енергетичних рівнів; W_{ij} , P_{ij} – ймовірності індукованих та інтеркомбінаційних переходів з рівня i на рівень j (де $i, j = 1, 2, 3$); W_{sp} і τ_{21} описують ймовірність і характерний час флуоресценції; τ_r – характерний час спонтанного радіаційного випромінювання; I_a та I_e – інтенсивності поглиненого та випромінюваного світла, відповідно, τ_c – характерний час життя моди лазера в резонаторі та k – частка випромінювання, що поширюється вздовж головної осі лазера [143,174,272].

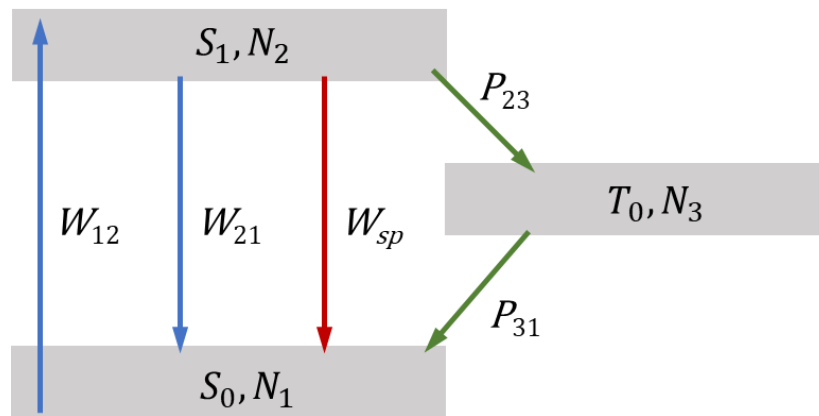


Рис. 4.6. Енергетична діаграма легованого барвником НРК.

Розв'язання системи рівнянь (4.13) для заселеності енергетичних рівнів потребує усереднення всіх величин в межах активного середовища. Для раніше отриманих значень коефіцієнта локалізації γ інтенсивності світлової хвилі в середовищі НРК, просторовий розподіл інтенсивності накачки можна

досить добре апроксимувати залежністю $I_a = I_{a0} \sin^2 qx$ (Рис. 4.5). В результаті система рівнянь для заселеності рівнів (4.13) істотно спрощується:

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} &= - \left(\frac{\sigma_e P_e}{h\nu_e S} + \frac{1}{\tau_{21}} + P_{23} + \frac{3\sigma_a P_{a0}}{4h\nu_a S} \right) n_2 - \frac{3\sigma_a P_{a0}}{4h\nu_a S} n_3 + \frac{\sigma_a N P_{a0}}{2h\nu_a S}, \\ \frac{dn_3}{dt} &= P_{23} n_2 - P_{31} n_3, \\ \frac{dP_e}{dt} &= \frac{c}{\bar{n}} \left(\sigma_e P_e + k \frac{h\nu_e S}{\tau_r} \right) n_2 - \frac{P_e}{\tau_c}, \end{aligned} \quad (4.15)$$

де $P_e = I_e S$ і $P_{a0} = I_{a0} S$ – потужності випромінювання та поглинання, відповідно, а n_i позначає середню заселеність рівня в легованому барвником шарі НРК:

$$n_i = \frac{1}{L} \int_0^L N_i(z, t) dz, \quad i = 1, 2, 3. \quad (4.16)$$

Результати чисельних розрахунків спектральних залежностей коефіцієнта відбиття R та коефіцієнта локалізації γ світлової хвилі представлені на Рис. 4.7. Наявність відносно невеликого підсилення в системі через негативну уявну частину показника заломлення легованого барвником НРК $n_o = 1.48 - 0.00015i$ призводить до того, що коефіцієнт відбиття R системи стає більшим за одиницю на частотах збудження ППТ (Рис. 4.7 (а)). Це призводить до значного збільшення значення коефіцієнта підсилення γ інтенсивності світлового поля в середовищі НРК, легованого барвником, досягаючи 900 одиниць інтенсивності падаючої хвилі. Отже, інтенсивність світлового поля в середовищі НРК, легованого барвником, зростає настільки, що інтенсивність відбитої світлової хвилі, що виходить із системи через металевий шар (відбитої світлової хвилі), стає більшою, ніж інтенсивність

падаючої світлової хвилі. Це відповідає лазерній генерації в системі, що розглядається.

Відносно невелике збільшення абсолютного значення від’ємної уявної частини показника заломлення легованого барвником НРК до $\text{Im}(n_o) = -0.0002$ призводить до швидкого зростання значення коефіцієнта відбиття R більш ніж на два порядки (Рис. 4.7 (б)). У цьому випадку значення коефіцієнта підсилення γ інтенсивності світлового поля в середовищі НРК, легованого барвником, також зростає і досягає величини 10^7 . При таких значеннях коефіцієнта підсилення γ лазерна генерація в системі може початися спонтанно, оскільки флуктуації інтенсивності світлової хвилі в середовищі НРК можуть діяти як зародкові хвилі.

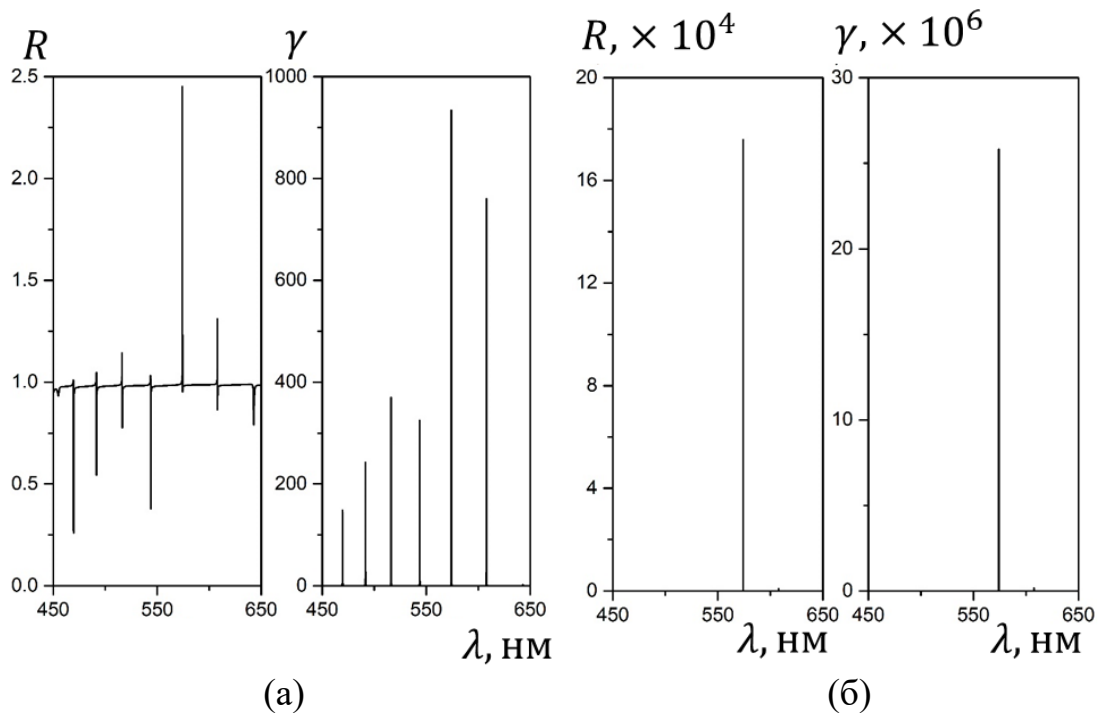


Рис. 4.7. Спектральні залежності коефіцієнта відбиття R та посилення інтенсивності γ . (а) $n_o = 1.48 - 0.00015i$; (б) $n_o = 1.48 - 0.0002i$.

Слід зазначити, що збільшення значення коефіцієнта відбиття R , зумовлене зростанням абсолютного значення від’ємної уявної частини

показника заломлення НРК, легованого барвником, супроводжується перерозподілом амплітуд між піками ТПП в спектрах коефіцієнтів відбиття R та коефіцієнтів посилення γ світлового поля. Наприклад, у випадку показника заломлення легованого барвником НРК $n_o = 1.48 - 0.0002i$, майже вся інтенсивність світлової хвилі зосереджена в одному піку на довжині хвилі $\lambda = 574$ нм, тоді як інші плазмонні піки мають на два порядки менші амплітуди (Рис. 4.7 (б)).

Процес генерації лазера в системі, що розглядається, було змодельовано шляхом безпосереднього розв'язування системи рівнянь (4.15) на заселеності енергетичних рівнів. Розрахунок проводився для значень параметрів, близьких до типових [143,174,272]: $P_{31} = 10^4 \text{ с}^{-1}$ – ймовірність переходу з триплетного рівня, $P_{23} = 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ – ймовірність переходу на триплетний рівень, $\tau_{21} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ – характерний час флуоресценції, $\tau_a = 14 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ – час імпульсу накачки, $\tau_c = 5.38 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ – характерний час життя моди лазера в резонаторі, $\tau_r = 2.4 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ – характерний час спонтанного радіаційного випромінювання, $N = 5.96 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ – концентрація барвника в НРК, $\beta = 10^4 \text{ м}^{-1}$ – коефіцієнт розподілених втрат, $\sigma_e = 1.53 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$ – переріз емісії, $\sigma_a = 0.62 \times 10^{-20} \text{ м}^2$ переріз поглинання, $S = 8.01 \times 10^{-10} \text{ м}^2$ – площа перерізу пучка накачки, $\lambda_a = 445 \text{ нм}$ – довжина хвилі накачки, $\lambda_e = 600 \text{ нм}$ – довжина хвилі емісії.

На Рис. 4.8 показані розраховані нормалізовані часові профілі імпульсів генерації лазера для різних налаштувань потужності імпульсу накачування відносно порогової потужності генерації. Слід зазначити, що поріг лазерної генерації в розглянутій системі для взятих вище значень параметрів спостерігається при потужності імпульсу накачування $P_{th} = 7.4 \text{ Вт}$, що відповідає інтенсивності накачки 9.2 МВт/см^2 .

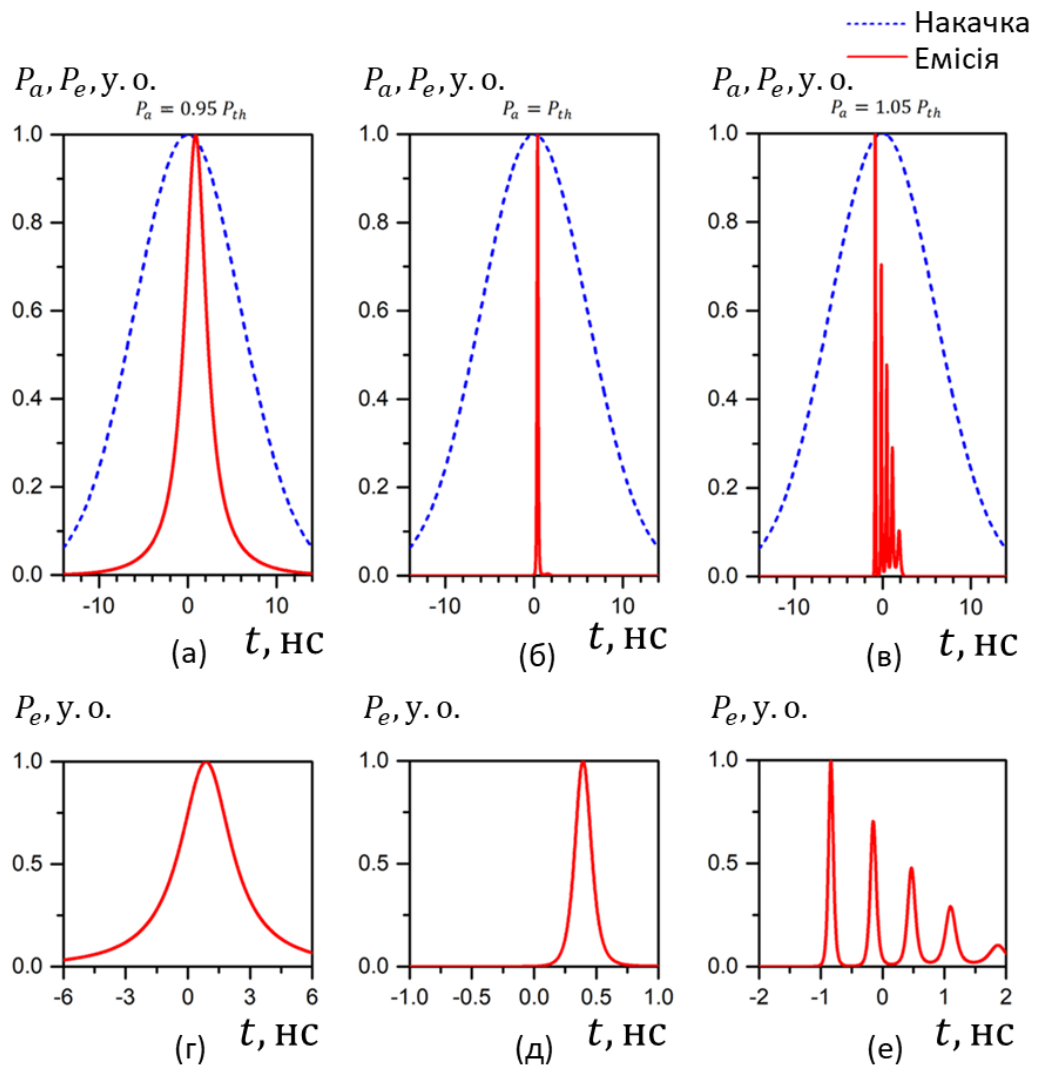


Рис. 4.8. Часові профілі нормалізованих імпульсів накачки та лазерної емісії: $P_a < P_{th}$ (а), $P_a = P_{th}$ (б) та $P_a > P_{th}$ (в) та збільшенні зображення, відповідно, (г) – (е).

При досягненні потужністю накачки порогу лазерної генерації ($P_a = P_{th}$) лазера емісія має вигляд одиночного імпульсу. Збільшення значення потужності накачки при $P_a > P_{th}$ проявляється у вигляді серії коротких імпульсів генерації з монотонно спадаючою амплітудою. Останнє можна пояснити тим, що після досягнення порогової заселеності молекул барвника на збудженому синглетному рівні відбувається збіднення цього рівня до триплетних станів, що призводить до припинення генерації. На відміну від випадку $P_a < P_{th}$, у надпороговому режимі ($P_a > P_{th}$) перший найбільш

інтенсивний імпульс емісії випереджає максимум імпульсу накачки. Зі збільшенням потужності накачки тривалість імпульсів світіння зменшується при $P_a < P_{th}$. Ця тенденція зберігається для значень потужності накачки вище порогу генерації лазера ($P_a > P_{th}$) для перших піків люмінесценції. Варто зазначити, що в цілому часові профілі генерації в розглянутій гібридній структурі метал – НРК – дзеркало Брегга якісно подібні до тих, що були отримані в роботах [143,174,272] у випадку лазера на основі холестеричного рідкого кристалу з розподіленим зворотним зв'язком.

4.4 Результати та висновки до розділу 4.

Теоретично досліджено керовану лазерну генерацію в гібридній структурі метал – НРК – дзеркало Брегга. Отримано аналітичні вирази для коефіцієнтів пропускання, поглинання та відбиття у системі метал – НРК – дзеркало Брегга, у випадку коли довжина хвилі падаючого світла близька до довжини хвилі Брегга. Досліджено вплив орієнтації директора НРК на положення та амплітуди піків ППТ. Показано, що переорієнтація директора НРК з гомеотропного у планарний стан призводить до зміщення плазмонних піків у бік більшої довжини хвилі на 100 нм за умови використання НРК з високим подвійним променезаломленням $\Delta n = 0.3$. При цьому кількість та розподіл інтенсивностей піків ППТ не змінюється.

Досліджено особливості лазерної генерації в системі метал – НРК – дзеркало Брегга. Розв'язуючи систему рівнянь для заселеності енергетичних рівнів, отримано часові залежності імпульсів лазерного випромінювання. Встановлено, що збільшення потужності накачки призводить до зменшення тривалості імпульсів емісії. При перевищенні потужністю накачки порогового значення, лазерна емісія в системі проявляється у вигляді серії коротких імпульсів, амплітуда яких монотонно зменшується з часом.

РОЗДІЛ 5. КЕРУВАННЯ ПЛАЗМОННИМИ РЕЗОНАНСАМИ У ПЕРІОДИЧНИХ НАНОСТРУКТУРАХ ЗА ДОПОМОГОЮ НРК

Плазмонні резонанси мають високу чутливість до діелектричної проникності складових структури [216–218], тому висока анізотропія показника заломлення рідкого кристала ідеально підходить для налаштування плазмонного резонансу шляхом індукованого електричним полем перемикання орієнтації директора рідкого кристала. Інтеграція рідких кристалів у метаматеріали (зокрема масиви наночастинок) значно розширює їх функціональні можливості [248–250]. Переорієнтація НРК відкриває можливості для налаштування резонансних характеристик метаматеріалів за частотою та інтенсивністю в реальному часі [251–253]. Зокрема, структури Ягі-Уда привернули увагу завдяки притаманним їм резонансним властивостям, які роблять їх ефективними поглиначами для вибраних довжин хвиль [24,247].

У цьому розділі представлено результати моделювання впливу переорієнтації директора НРК на плазмонні резонанси у періодичних плазмонних наноструктурах. Підрозділ 5.1 присвячений дослідженню керування поверхневими ґратковими резонансами у гексагональних самовпорядкованих масивах золотих та срібних наночастинок, диспергованих у комірці НРК [29]. У підрозділі 5.2 представлено моделювання керування локалізованими плазмонними резонансами у періодичних масивах мікроантен Ягі-Уда [28,30,37,38].

5.1 Плазмонні коливання в ансамблях сферичних наночастинок диспергованих у НРК

В рамках дослідження керування резонансними властивостями в масивах сферичних наночастинок за допомогою НРК було розглянуто структуру, що складається з напівнескінченної діелектричної підкладки $z > 0$ з показником заломлення n_d , на якій розташований гексагональний самовпорядкований [22,273] масив металевих сферичних наночастинок діаметром d з діелектричною проникністю $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$ [29,274]. Простір над наночастинок заповнений НРК з показниками заломлення для звичайного та незвичайного променів n_o та n_e , відповідно.

Для аналізу можливостей керування спектральними властивостями масиву сферичних наночастинок було виконано порівняння спектрів пропускання, поглинання та відбиття масивів наночастинок для трьох однорідних конфігурацій поля директора НРК: гомеотропної $\mathbf{n} = (0,0,1)$ та двох планарних $\mathbf{n} = (1,0,0)$ та $\mathbf{n} = (0,1,0)$. Розрахунки проводились для x - та y -поляризованих плоских хвиль, що нормально падають на шар наночастинок в напрямку $-z$. Розрахунки проводились методом скінченних елементів у COMSOL Multiphysics. Частота, напрямок поширення, амплітуда та поляризація падаючої світлової хвилі задавались за допомогою умови періодичного порту. В напрямках Ox та Oy було застосовано періодичні граничні умови Флоке. Напівнескінченність діелектрика в напрямку $z \rightarrow -\infty$ та НРК в напрямку $z \rightarrow +\infty$ моделювались за допомогою методу декартового ідеально узгодженого шару [275].

Спектри відбиття і пропускання розраховувалися інтегруванням нормальної складової вектора Пойнтінга при $z \rightarrow \pm\infty$, а спектри поглинання – інтегруванням резистивних втрат по об'єму елементарної комірки. Сітку було адаптовано для врахування особливостей структури, таких як необхідність в більш високій роздільній здатності поблизу ділянок підсилення ближнього

поля, з врахуванням вимог до симетрії сітки в ідеально узгоджених шарах. Було проведено перевірку на незалежність відносно модифікації сітки. Правильність чисельних результатів була додатково перехресно перевірена шляхом виконання окремого розрахунку у формулюванні розсіяного поля та шляхом порівняння результатів розрахунків при $n_o = n_e$ з результатами в роботах [22,273]. Слід зазначити, що в зазначених роботах досліджувалась подібна структура, але з шаром повітря замість шару НРК.

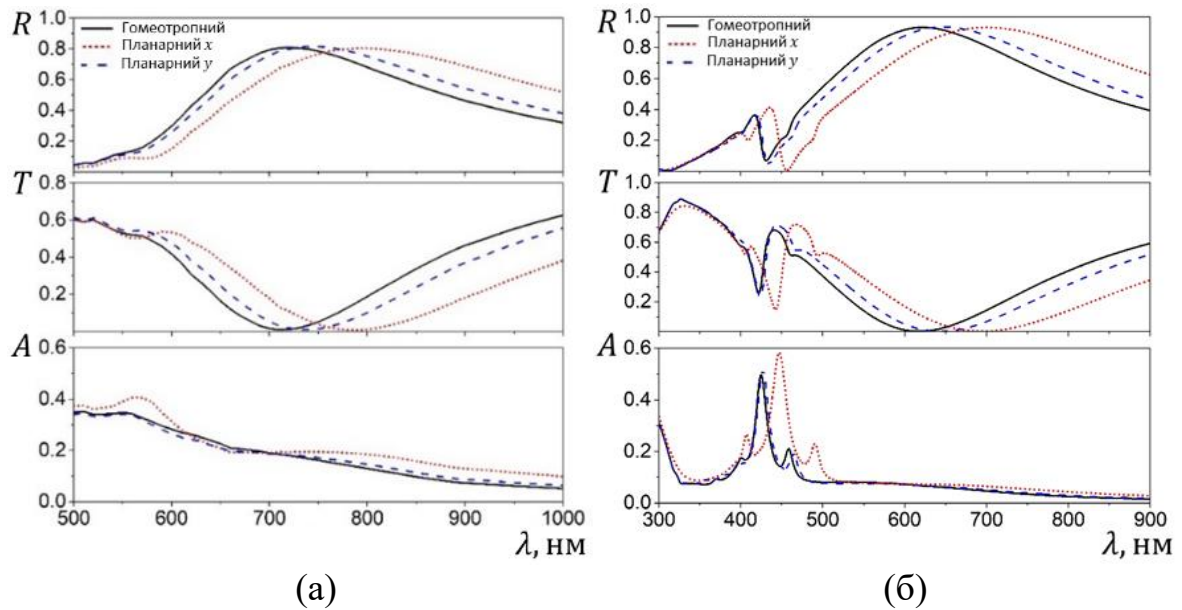


Рис. 5.1. Коефіцієнт відбиття, коефіцієнт пропускання і поглинання гексагонального масиву золотих (а) та срібних (б) наносфер для гомеотропної та двох планарних орієнтацій НРК для x -поляризованого падаючого світла.

На Рис. 5.1 зображено коефіцієнти відбиття, пропускання та поглинання масиву золотих (а) та срібних (б) сферичних наночастинок для x -поляризованої падаючої хвилі в залежності від орієнтації директора НРК. Розрахунки було проведено для значення показника заломлення діелектричного шару $n_d = 1.5$. Для звичайного і незвичайного показників заломлення НРК було використано значення $n_o = 1.7$, $n_e = 2.2$, відповідно, що відповідають рідкокристалічним сумішам з високим подвійним

променезаломленням [237,276]. Діаметр золотих сферичних наночастинок складав $d = 10$ нм [22,273], розмір елементарної комірки складав $12\sqrt{3} \times 12$ нм, а частотні залежності діелектричних проникностей $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$ було взято з [277].

Наявність періодичної структури масиву наносфер золота призводить до збудження поверхневого граткового резонансу. Широкий резонансний пік спостерігається в спектрі відбиття при 710 нм у випадку гомеотропної орієнтації рідкого кристала, досягаючи пікового значення 0.8 при півширині близько 300 нм. Спектр пропускання має відповідний мінімум для цього резонансу, тоді як поглинання змінюється монотонно.

Переорієнтація директора НРК в площині xOz від $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$ до $\mathbf{n} = (1, 0, 0)$ призводить до зміщення довжин хвиль піків спектрів відбиття та пропускання в бік більших значень на 100 нм. Амплітуда та загальна форма спектрів відбиття та пропускання залишаються незмінними. Слід зазначити, що піки в спектрі поглинання срібла (Рис. 5.1 (б), $\lambda \approx 450$ нм) з відповідними спадами коефіцієнтів відбиття та пропускання пов'язані з міжзонними переходами у сріблі [278]. Ефект від переорієнтації директора НРК в площині yOz є якісно подібним, але суттєво слабшим. Зсув резонансних піків пропускання та відбиття при переорієнтації НРК зі стану $\mathbf{n} = (0,0,1)$ в $\mathbf{n} = (0,1,0)$ становить 40 нм в бік більших довжин хвилі. Спектр поглинання залишається якісно незмінним, подібно до випадку переорієнтації директора в площині xOz , і майже співпадає зі спектром поглинання для випадку гомеотропної орієнтації рідкого кристала.

При переорієнтації директора НРК тензор показника заломлення $\hat{\varepsilon}$ змінюється в області локалізації резонансів, що призводить до зміни його довжини хвилі. Оскільки падаюча світлова хвиля поляризована вздовж напрямку x , електричне поле, яке бере участь у резонансі ґратки, також має переважно x -компоненту. Це робить резонанс чутливим до переорієнтації

директора в площині xOz , при якій зміна відповідних компонент діелектричного тензора є максимальною.

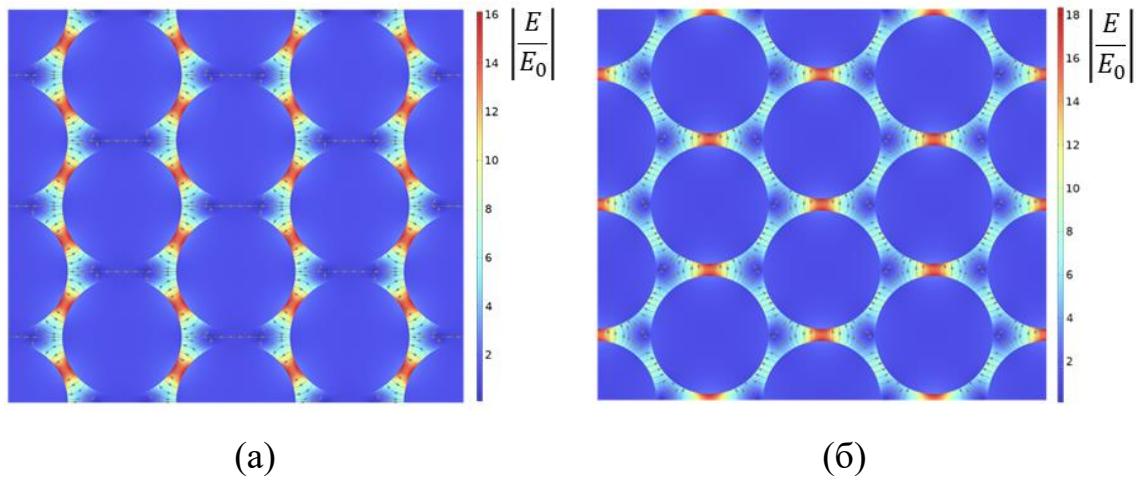


Рис. 5.2. Розподіл модуля електричного поля для гомеотропної орієнтації поля директора НРК для x -поляризованої (а) та y -поляризованої (б) світлової хвилі. $\lambda = 710$ нм.

На Рис. 5.2 (а) показано розподіл норми електричного поля в площині $z = R$ при резонансній довжині хвилі 700 нм для випадку гомеотропної орієнтації рідкого кристала. Електричне поле майже повністю зосереджено в областях, де наносфери розташовані найближче одна до одної. Слід зазначити, що незважаючи на те, що структура є симетричною щодо повороту на кут 60 градусів, у розподілі норми електричного поля відсутні максимуми в місцях контакту наносфер в напрямку Oy . Це пов'язано з тим, що початкова хвиля є x -поляризованою, і через симетрію відбиття в напрямку Oy такі максимуми не реалізуються.

На Рис. 5.3 зображено спектри відбиття, пропускання та поглинання для випадку y -поляризованої падаючої хвилі. Загальна форма спектрів відбиття, пропускання та поглинання дуже схожа на описаний вище випадок x -поляризованої падаючої хвилі. Відмінність полягає в тому, що для y -поляризованого падаючого світла резонансна довжина хвилі є найбільш

чутливою до переорієнтації директора НРК в площині xOz . Величина зміщення резонансного піку складає 40 нм для переорієнтації в площині xOz і 100 нм в площині yOz .

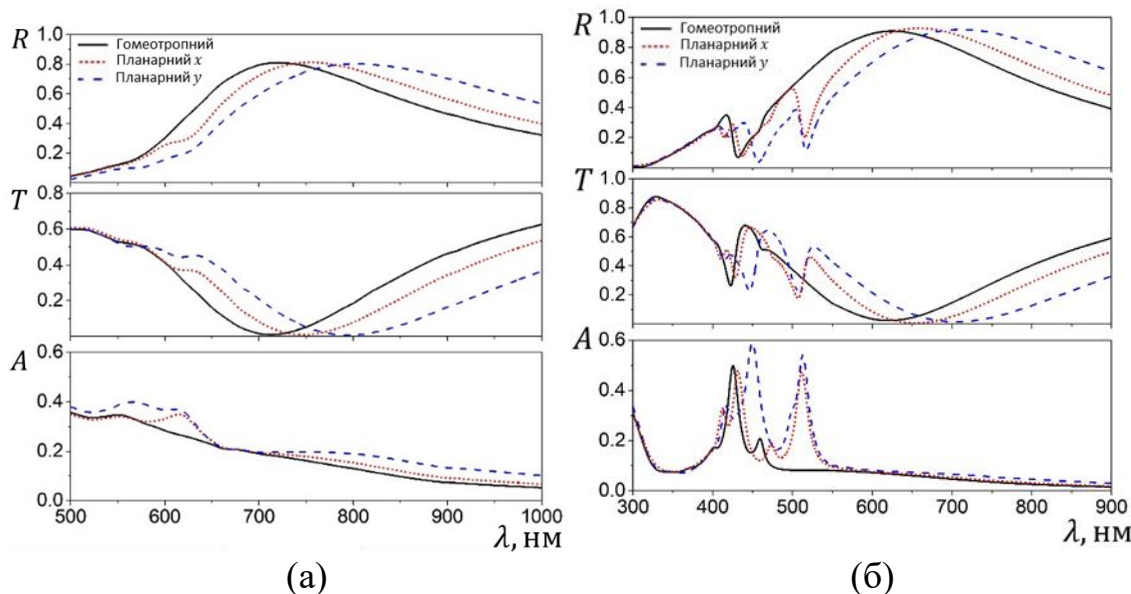


Рис. 5.3. Коефіцієнт відбиття, коефіцієнт пропускання і поглинання гексагонального масиву золотих (а) та срібних (б) наносфер для гомеотропної та двох планарних орієнтацій НРК для y -поляризованої світлової хвилі.

На Рис. 5.2 (б) зображено розподіл норми електричного поля для гомеотропної орієнтації директора НРК при поляризації падаючого світла вздовж осі Oy . На відміну від випадку x -поляризації (Рис. 5.2 (а)), для y -поляризації норма електричного поля має локальне підсилення у всіх напрямках симетрії, що робить структуру чутливою до переорієнтації директора також в площині xOz . Загалом, введення рідкого кристала в структуру з масивом наночастинок золота дійсно дозволяє поступово контролювати довжину хвилі плазмонного резонансу без спотворення форми профілю пропускання, відбиття та поглинання, і таке керування зберігається незалежно від поляризації падаючої хвилі та площини переорієнтації директора.

5.2 Керування оптичними властивостями антен Ягі-Уда за допомогою НРК

5.2.1 Локалізовані плазмонні резонанси у масивах антен Ягі-Уда за присутності НРК

В роботі [28] було досліджено як орієнтаційне впорядкування комірки НРК може бути застосоване для керування резонансними властивостями в масивах антен Ягі-Уда. Зокрема, було розглянуто, як резонансами в масиві антен Ягі-Уда [25] можна керувати за допомогою переорієнтації НРК (Рис. 5.4).

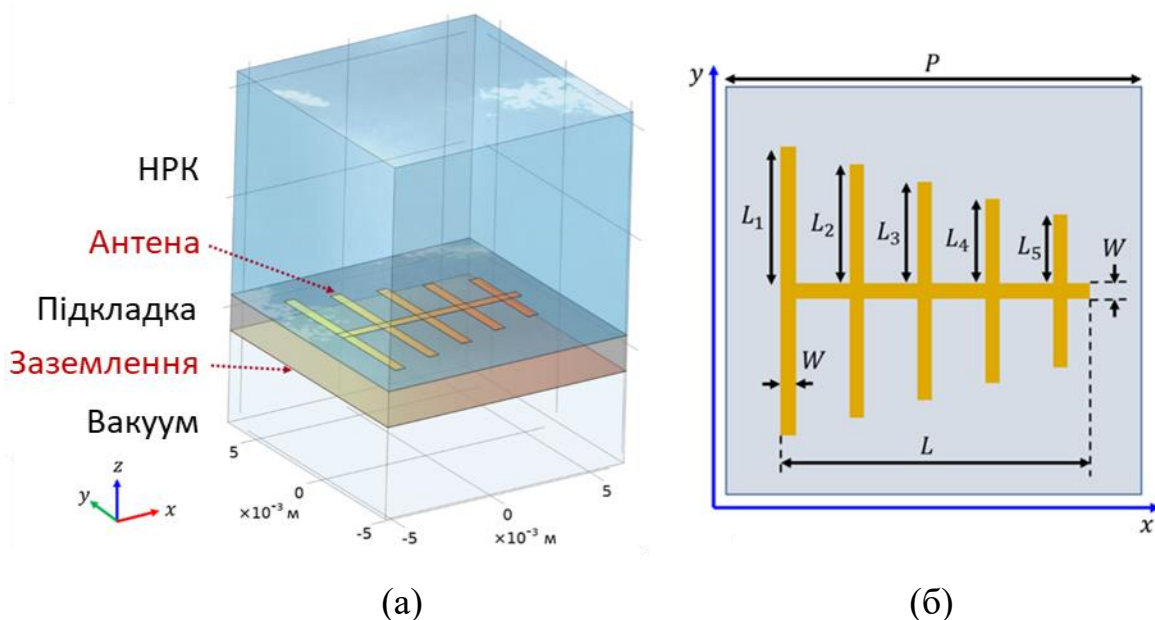


Рис. 5.4. Елементарна комірка досліджуваної структури (а) та параметри антени Ягі-Уда (б).

Для моделювання було обрано масив мідних антен Ягі-Уда з електропровідністю $\sigma = 5.8 \times 10^7$ См/м, розташований на діелектричній підкладці товщиною $h_s = 1.6$ мм з суцільним заземленим мідним шаром товщиною 0.035 мм. Антени складались із основи та п'яти ланок. Довжина антени становить $L = 9$ мм, тоді як п'ять перпендикулярних ланок мають довжини відповідно 4 мм (L_1), 3.5 мм (L_2), 3 мм (L_3), 2.5 мм (L_4) і 2 мм (L_5).

Усі елементи масиву антен Ягі-Уда мають ширину $W = 0.5$ мм та товщину $h_a = 0.035$ мм.

Простір над масивом антен Ягі-Уда заповнений напівнескінченим НРК з високим подвійним променезаломленням, зі звичайним показником заломлення $n_o = 1.7$ і незвичайним показником заломлення $n_e = 2.7$ [237,238,276]. Діелектрична підкладка складалась з матеріалу FR-4 з відносною діелектричною проникністю $\epsilon_r = 4.3$ і тангенсом втрат $\tan \delta = 0.025$. Розміри елементарної комірки становлять $P = 12$ мм в обох напрямках x та y .

Розрахунки коефіцієнтів поглинання та відбиття світла в описаній структурі були виконані за допомогою методу скінчених елементів у COMSOL Multiphysics, де просторова періодичність структури в x - і y -напрямах була змодельована шляхом введення періодичних граничних умов Флоке для світлової хвилі, а напівнескінченність середовищ у напрямку Oz моделювалась методом ідеально-підібраного шару (perfectly matched layer) [275].

З метою дослідження можливості використання рідких кристалів для керування резонансними властивостями антен Ягі-Уда, було проведено порівняння спектрів поглинання та відбиття для масивів антен Ягі-Уда для x - та y -поляризованої плоскої хвилі, що нормально падає в напрямку $-z$. Було розглянуто три різні орієнтації НРК: гомеотропну $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$ та дві планарні $\mathbf{n} = (1, 0, 0)$ та $\mathbf{n} = (0, 1, 0)$.

На Рис. 5.5 показано спектри відбиття та поглинання масиву антен Ягі-Уда для x -поляризованої плоскої хвилі. Видно, що спектри складаються з кількох дискретних піків поглинання, які відповідають резонансним частотам різних елементів антени. Ефект переорієнтації НРК в площині xOz з гомеотропного стану в планарний майже не впливає на ширину та амплітуду піків коефіцієнтів відбиття та поглинання. З іншого боку, переорієнтація з гомеотропного стану в планарний в площині yOz має значний вплив на

резонансні частоти, зсуваючи їх на 1 ГГц в бік більших частот. Таким чином, зміна y -компоненти директора НРК суттєво змінює резонансну частоту.

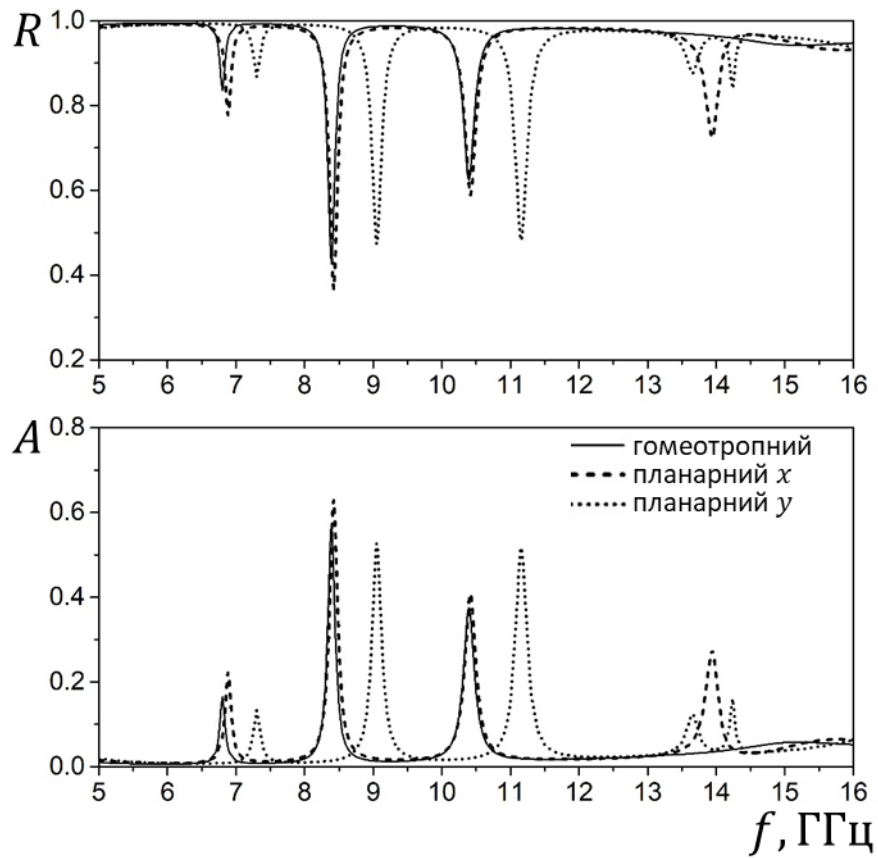


Рис. 5.5. Спектри відбиття та поглинання для x -поляризованої падаючої хвилі.

Для з'ясування механізму впливу переорієнтації директора НРК на резонансні властивості масиву антен Ягі-Уда, було досліджено просторовий розподіл електричного поля в системі (Рис. 5.6).

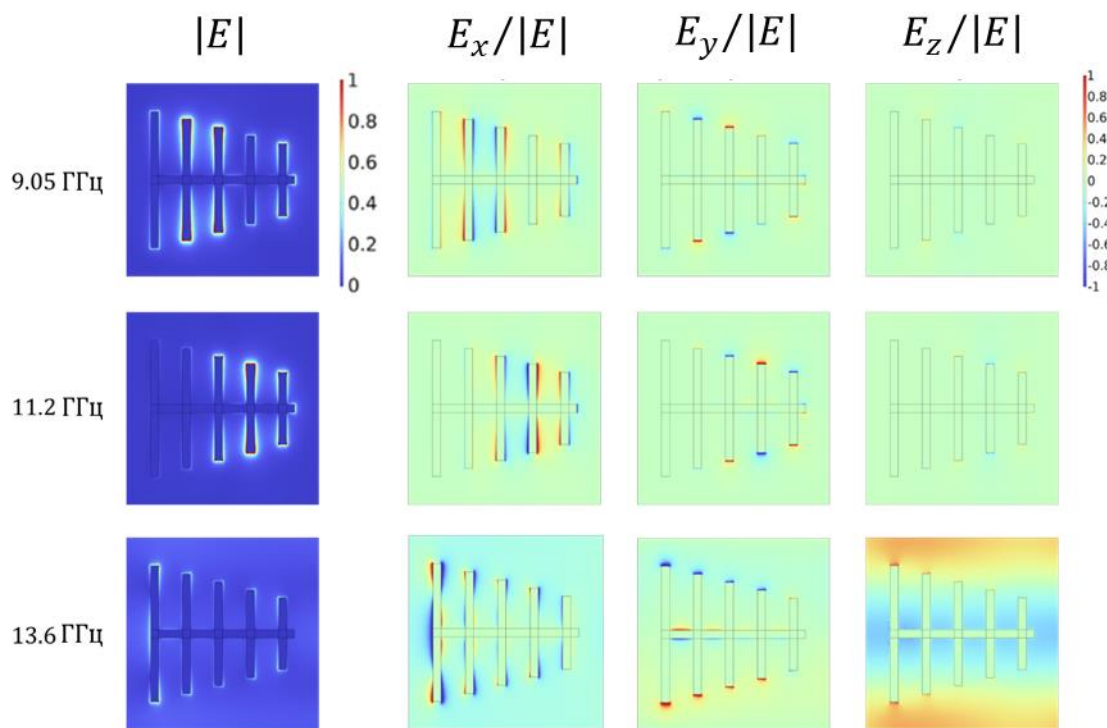


Рис. 5.6. Розподіл електричного поля на частотах, що відповідають пікам поглинання для випадку x -поляризованого падаючого світла з планарною орієнтацією НРК вздовж осі y .

На Рис. 5.6 представлено розподіл електричного поля на частотах, що відповідають пікам поглинання для x -поляризованої падаючої світлової хвилі при планарній орієнтації директора НРК вздовж осі Oy . На лівій панелі наведено розподіл модуля електричного поля в площині антени $z = h_a/2$. На трьох панелях праворуч зображено x -, y - та z - компоненти електричного поля в цій площині. Як видно з Рис. 5.6, x - та y -поляризовані компоненти резонансних мод локалізовані у різних місцях антени. Компоненти з x -поляризацією локалізовані вздовж ланок антен, в той час як y -поляризовані компоненти локалізуються біля торців ланок. Довжина ланок антени впливає насамперед на y -поляризовані компоненти, тому переорієнтація директора з гомеотропного стану в планарний стан вздовж осі Oy найбільше має найбільший вплив на резонансну частоту.

В області частот близько 14 ГГц розподіл компонент електричного поля (Рис. 5.6, нижній ряд) демонструє, що зазначена мода є z -поляризованою і не є локалізованою поблизу певної ланки антени. Цей резонанс можна пов'язати з періодичністю всієї структури. Резонансну частоту можна приблизно оцінити, з умови рівності довжини хвилі z -поляризованої плоскої хвилі та періоду структури:

$$f = \frac{c}{n_o P} \approx 14.7 \text{ GHz} \quad (5.1)$$

Оскільки мода на частоті 14 ГГц є z -поляризованою, вона є дуже чутливою до переорієнтації рідкого кристала між планарним та гомеотропним станами. В той же час, перехід між двома планарними станами має незначний вплив на частоту моди, тоді як перемикання на гомеотропну орієнтацію різко змінює резонансну частоту, фактично відключаючи цей резонансний пік.

Подібні розрахунки було проведено також для y -поляризованого падаючого світла. На Рис. 5.7 зображено коефіцієнт поглинання та відбивання для y -поляризованого падаючого світла. Коефіцієнти відбиття та поглинання масиву антен Ягі-Уда мають п'ять піків, що відповідають п'ятьом ланкам антени. Подібно до випадку x -поляризації, перехід НРК від гомеотропного до планарного стану в площині xOz призводить до незначного зростання резонансної частоти, що супроводжується перерозподілом амплітуд піків. При переорієнтації директора НРК з гомеотропної в планарну вздовж осі Oy спостерігається значне зростання резонансних частот порядку 1 ГГц. Цей зсув супроводжується різким зменшенням амплітуд високочастотних піків.

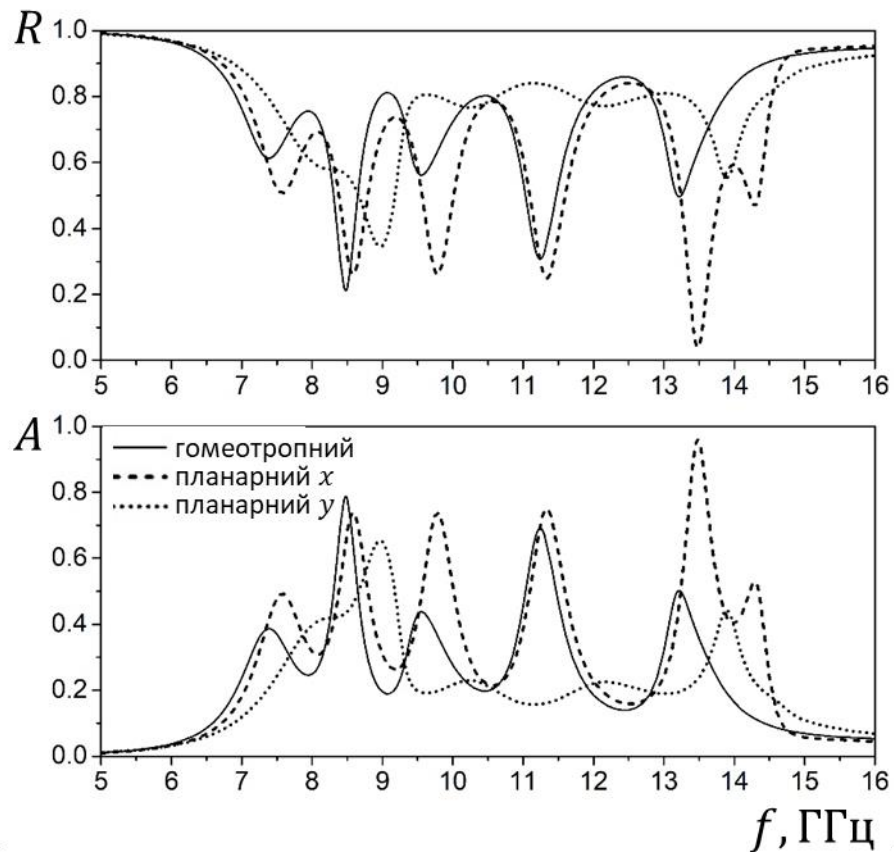


Рис. 5.7. Спектри відбиття та поглинання для y -поляризованої падаючої хвилі.

Розподіл електричного поля для трьох центральних піків поглинання представлено на Рис. 5.8. Порівнюючи Рис. 5.6 та 5.8, видно, що зміна поляризації падаючої хвилі призводить до зміни парності у розподіл електричного поля. Зокрема, для падаючої хвилі з x -поляризацією (Рис. 5.6) розподіл x -компоненти електричного поля є симетричним, а розподіл y -компоненти електричного поля є антисиметричним відносно осі антени. І навпаки, у випадку y -поляризованої падаючої хвилі (Рис. 5.8) x -компонента плазмонної моди є антисиметричною, а y -компонента – симетричною відносно осі антени.

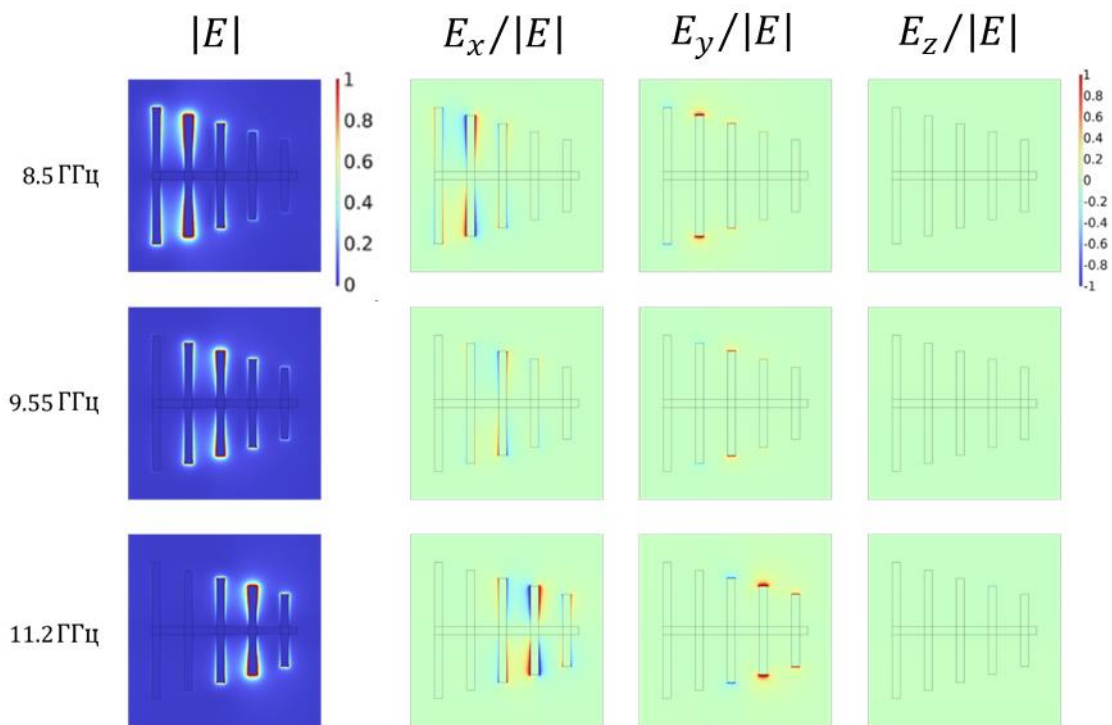


Рис. 5.8. Розподіл електричного поля на частотах, що відповідають пікам поглинання для випадку y -поляризованого падаючого світла та гомеотропно орієнтованого НРК.

Крім того, з Рис. 5.6 та 5.8 видно, що резонанси у випадку x -поляризованого падаючого світла локалізовані поблизу декількох ланок антени одночасно, тоді як у випадку y -поляризованої падаючої хвилі плазмонні моди мають чітку відповідність між піком та певною ланкою антени.

5.2.2 Електрокерування оптичними властивостями масивів антен Ягі-Уда за допомогою НРК

Для дослідження керування оптичними властивостями системи за допомогою переорієнтації директора НРК електричним полем, було розглянуто масиви антен Ягі-Уда в комірці НРК, що має початкову твіст-конфігурацію (Рис. 5.9) [30,37,38]. Комірка НРК є обмеженою при $z = L$ напівнескінченим шаром скла. Нормально падаюче u -поляризоване світло, що поширюється в напрямку $-z$, потрапляє в структуру зі скла, проходить через шар НРК, після чого досягає масиву антен Ягі-Уда.

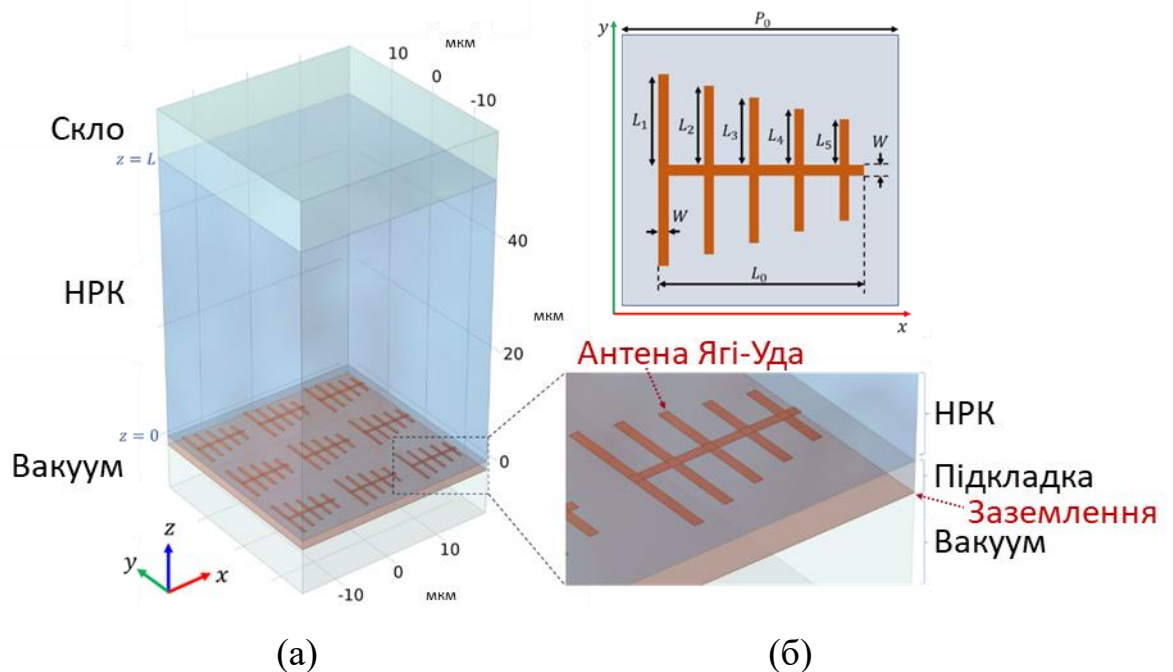


Рис. 5.9. Періодичний масив антен Ягі-Уда терагерцового діапазону (а); параметри елементарної комірки (б).

Вільна енергія комірки хірального НРК, обмеженої площинами $z = 0$ та $z = L$, має вигляд [2,254]:

$$F = F_{el} + F_E \quad (5.2)$$

$$F_{el} = \frac{1}{2} \int_0^L \left[f(\theta) \theta'^2 + g(\theta) \phi'^2 + K_{22} \frac{2\pi}{p} \left(\frac{2\pi}{p} - 2 \cos^2 \theta \right) \phi' \right] dz, \quad (5.3)$$

$$F_E = \frac{1}{2} \int_0^L \epsilon_a E_z^2 \sin^2 \theta dz, \quad (5.4)$$

де

$$\begin{aligned} f(\theta) &= K_{11} \cos^2 \theta + K_{33} \sin^2 \theta, \\ g(\theta) &= (K_{22} \cos^2 \theta + K_{33} \sin^2 \theta) \cos^2 \theta. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Тут F_{el} – вільна енергія пружних деформації директора НРК, де перші два доданки описують деформації закручування, повздожнього та поперечного згинів, а третій доданок – хіральність НРК. F_E описує вільну енергію взаємодії НРК з електричним полем, що задається напругою V , прикладеною до комірки вздовж напрямку Oz . K_{11} , K_{22} , і K_{33} – коефіцієнти пружних деформацій НРК, p – крок спіралі хірального НРК, E_z – z -компонента вектора локальної напруженості електричного поля, ϵ_a – статична діелектрична анізотропія НРК, θ та ϕ – кути директора \mathbf{n} :

$$\mathbf{n} = (\cos \theta \cos \varphi, \cos \theta \sin \varphi, \sin \theta). \quad (5.6)$$

Штрихи позначають похідні по координаті z . Межові умови для директора НРК було обрано таким чином, щоб в початковій конфігурації директор мав $\pi/2$ твіст конфігурацію: на межі зі склом директор орієнтований вздовж осі Ox , а біля антен Ягі-Уда – вздовж Oy . Зчеплення НРК з обмежувачими поверхнями вважалось жорстким:

$$\begin{aligned}
\theta \Big|_{z=0} &= \theta_0, \\
\theta \Big|_{z=L} &= \theta_0, \\
\phi \Big|_{z=0} &= \frac{\pi}{2}, \\
\phi \Big|_{z=L} &= 0.
\end{aligned}
\tag{5.7}$$

Кут переднахилу $\theta_0 = 1^\circ$ забезпечує безпорогову переорієнтацію директора при прикладенні напруги для більш плавного відгуку на зміну останньої. З рівнянь електростатики $\operatorname{div} \mathbf{D} = 0, \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$ з врахуванням $\hat{\epsilon} = \epsilon_\perp \hat{1} + \epsilon_a \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}$, отримуємо:

$$\begin{aligned}
\vec{E} &= -\vec{\nabla}\Phi \\
\frac{d}{dz} [(\epsilon_\perp + \epsilon_a \sin^2 \theta)\Phi'] &= 0,
\end{aligned}
\tag{5.8}$$

з межовими умовами

$$\begin{aligned}
\Phi \Big|_{z=0} &= 0, \\
\Phi \Big|_{z=L} &= U,
\end{aligned}
\tag{5.9}$$

де Φ – потенціал електричного поля, U – прикладена напруга.

Мінімізація вільної енергії призводить до рівнянь Ейлера-Лагранжа для кутів директора:

$$\begin{aligned}
\theta'' f + \frac{1}{2} \theta'^2 f'_\theta - \frac{1}{2} g'_\theta \phi'^2 - 2\phi' K_{22} \frac{\pi}{p} \sin 2\theta + \frac{1}{2} \epsilon_a E_z^2 \sin 2\theta &= 0, \\
\phi'' g + \phi' \theta' g'_\theta + \theta' K_{22} \frac{2\pi}{p} \sin 2\theta &= 0.
\end{aligned}
\tag{5.10}$$

Тут f'_θ та g'_θ позначають похідні функцій $f(\theta)$ і $g(\theta)$, визначених в (5.4) по куту θ . Рівняння (5.6–5.9) описують рівноважні розподіли кутів директора $\theta(z)$ і $\phi(z)$ та потенціалу $\Phi(z)$.

Оскільки рівняння є нелінійними та неоднорідними, їх розв'язання проводилось чисельно. Розрахунки проводились за наступних значень параметрів комірки НРК: $n_o = 1.7$, $n_e = 2.2$ – звичайний та незвичайний показники заломлення НРК [237,276], $L = 50$ мкм – товщина шару НРК. Розміри комірки НРК обрано таким чином, щоб за відсутності прикладеної напруги встановився режим Могена $(n_e - n_o)L \gg \lambda/4$. Показник заломлення скла дорівнював $n_g = 1.7$ для уникнення додаткових відбиттів на межі НРК – скло. Спектральні залежності дійсної та уявної частин показників заломлення мідних антен Ягі-Уда та заземленого шару були взяті з [279].

Основа та ланки антени шириною 0.5 мкм утворюють антену довжиною $L_0 = 9$ мкм, з ланками по обидва боки від основи, з довжинами 4 мкм (L_1), 3,5 мкм (L_2), 3 мкм (L_3), 2.5 мкм (L_4) та 2 мкм (L_5), відповідно (Рис. 5.9 (б)). Період антен в площині xOy складає $P_0 = 10$ мкм. Діелектричний шар має товщину 1,6 $\mu\text{м}$, діелектричну проникність 4.3 і тангенс втрат 0.025 [280]. Сталі пружних деформацій НРК дорівнювали $K_{11} = 11.1 \times 10^{-12}$ Н, $K_{22} = 5.9 \times 10^{-12}$ Н і $K_{33} = 17.1 \times 10^{-12}$ Н, що відповідає рідкокристалічній суміші E7 [263]. Паралельна та перпендикулярна складові статичної діелектричної проникності НРК дорівнюють $\epsilon_{\parallel} = 19.28 \epsilon_0$ та $\epsilon_{\perp} = 5.21 \epsilon_0$ відповідно [263], де ϵ_0 – вакуумна проникність.

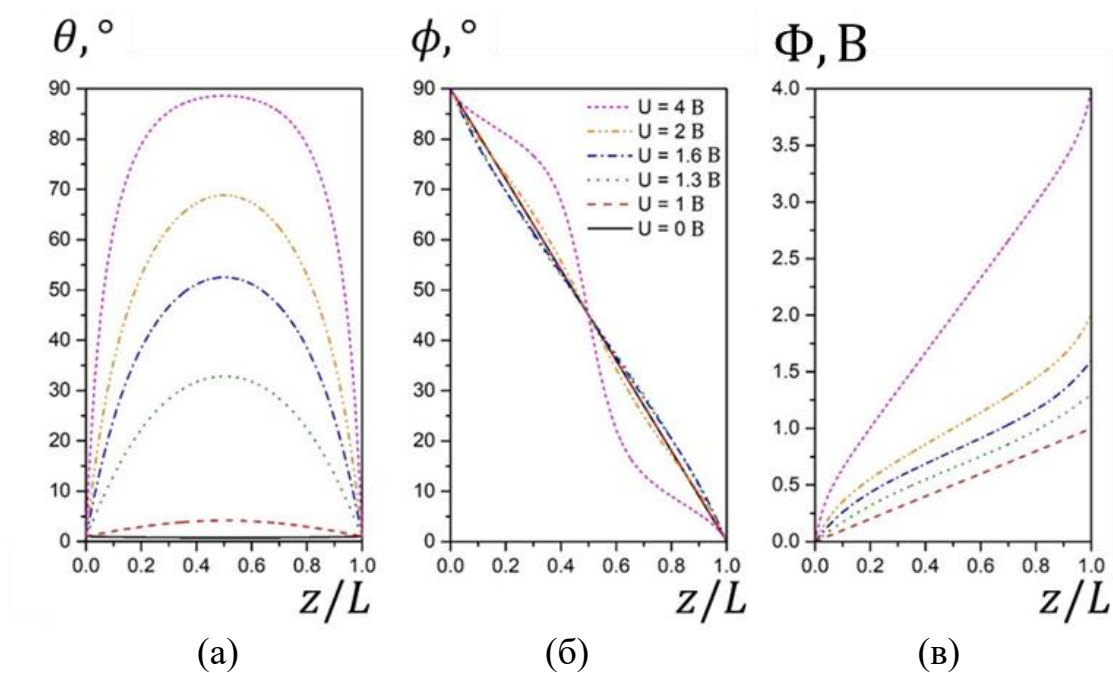


Рис. 5.10. Розподіли кутів директора θ (а) та ϕ (б), а також потенціалу Φ (в) по товщині комірки НРК.

Розраховані розподіли кутів директора θ і ϕ , а також потенціалу Φ по товщині комірки НРК для різних значень прикладеної напруги U представлено на Рис. 5.10. Профілі $\theta(z)$ є симетричними, а відхилення $\phi(z)$ від початкового лінійного розподілу є антисиметричними відносно центру комірки ($z = L/2$). Коли напруга досягає значення 1 В, деформації кута директора стають чутливими до напруги, що відповідає пороговій поведінці, згладженій ненульовим кутом переднахилу θ_0 . Збільшення напруги до 4 В призводить до гомеотропної орієнтації директора в об'ємі НРК, тоді як межові умови на $z = 0$ та $z = L$ обмежують повну переорієнтацію біля підкладок комірки.

Спектри відбиття та поглинання масивів мікроантен Ягі-Уда за різних значень прикладеної напруги представлені на Рис. 5.11. Спектри відбиття та поглинання в діапазоні частот 6 – 12 ТГц мають мінімум та максимуми, відповідно, що відповідають різним плазмонним резонансним модам в антенах Ягі-Уда. Через наявність заземленого шару (Рис. 5.9 (а)) коефіцієнт

пропускання у структурі є нехтовно малим, в результаті чого $R \approx 1 - A$, де R та A – коефіцієнти відбиття та поглинання відповідно.

За відсутності прикладеної напруги, світлова хвиля з початковою u -поляризацією відслідковує кут $\phi(z)$ директора і фактично є x -поляризованою при взаємодії з антенами Ягі-Уда. Прикладаючи зовнішнє електричне поле вздовж осі Oz , директор НРК може бути переорієнтований для встановлення переважно гомеотропної конфігурації в об'ємі комірки НРК, фактично відключаючи режим Могена. Це призводить до того, що падаюча світлова хвиля по досягненні антен Ягі-Уда зберігає початкову u -поляризацію, що, у свою чергу, призводить до іншого резонансного відгуку антен.

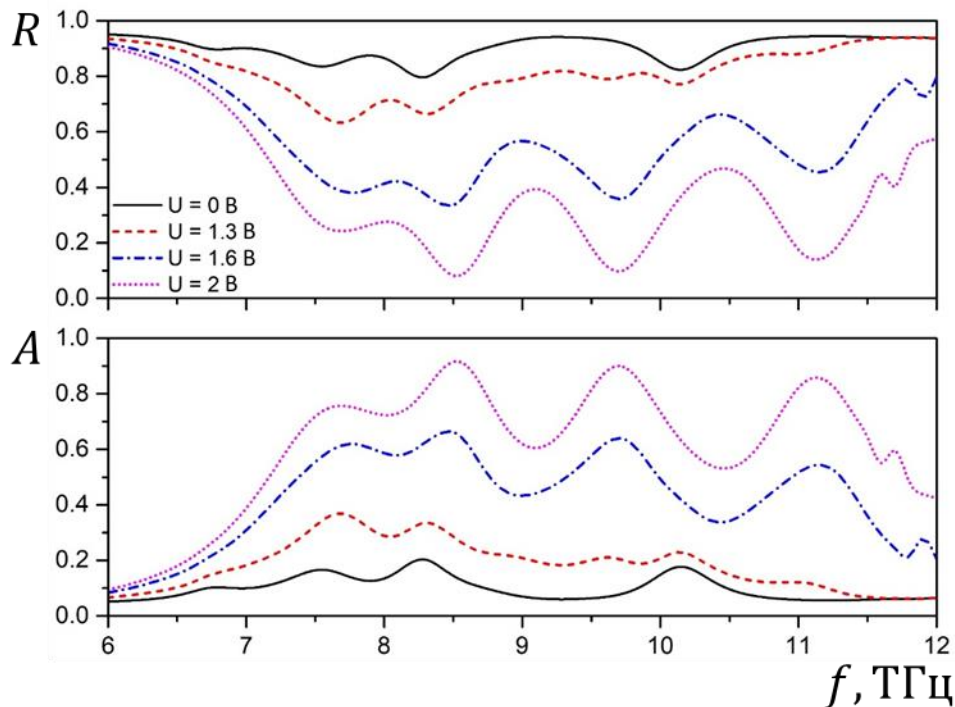


Рис. 5.11. Спектри відбиття та поглинання для значень 0, 1.3, 1.6 та 2 В прикладеної напруги U .

За відсутності прикладеної напруги ($U = 0$, Рис. 5.11, суцільна лінія), профіль поглинання має кілька слабких піків при значеннях частоти 7.5, 8.3 і 10.1 ТГц, амплітуда яких досягає 20%. Подача напруги на комірку НРК

відключає режим Могена, змінюючи локальну поляризацію. В результаті коефіцієнт поглинання збільшується в середньому на 50 – 60%, утворюючи чіткі максимуми на частотах 7.7, 8.5, 9.7 та 11.1 ТГц з амплітудою до 90% (Рис. 5.11, пунктирна лінія).

На Рис. 5.12 представлено внески у коефіцієнт поглинання від різних компонентів системи за напруги $U = 2\text{В}$. У межах резонансних піків найбільший вклад у коефіцієнт поглинання припадає на антени Ягі-Уда та діелектричний шар, через локалізацію резонансів поблизу антен.

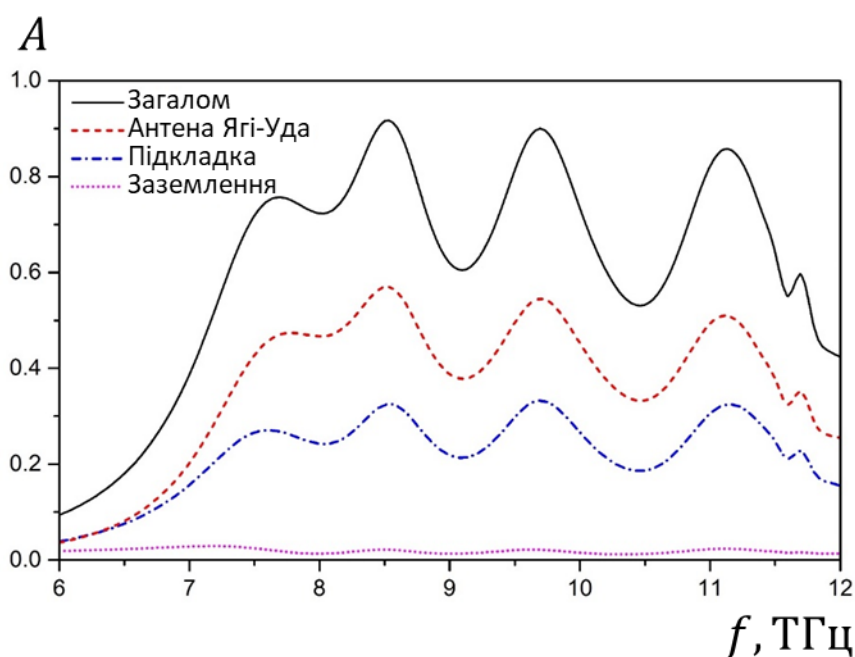


Рис. 5.12. Внесок від різних компонент структури у спектр поглинання при $U = 2\text{ В}$.

Піки на частотах 7.5, 8.3 і 10.1 ТГц при $U = 0\text{ В}$ (Рис. 5.11, суцільна лінія) відповідають резонансам, локалізованим навколо різних ланок антени. На Рис. 5.5. наведено відповідні розподіли компонент електричного поля у площині $z = 0$. Дослідження окремих компонент локального електричного поля показує, що навіть за відсутності прикладеної напруги, збуджені плазмонні моди мають різну симетрію на різних частотах. Мода на частоті 10.1 ТГц (Рис. 5.13) має симетричну E_x та антисиметричну E_y складові відносно

горизонтальної x осі та має незначну складову E_z . Така симетрія моди є характерною для мод, збуджених падаючим світлом з x -поляризацією [28], що відповідає випадку, коли початкова y -поляризована падаюча хвиля, змінює свою поляризацію на x -поляризацію внаслідок встановленого режиму Могена.

З іншого боку, пік на частоті 7.5 ТГц має ознаки антисиметричних E_x і симетричних E_y компонент електричного поля відносно горизонтальної осі Ox , що характерно для падаючого світла з y -поляризацією. Це означає, що на цій частоті режим Могена принаймні частково вимкнений. Пік на частоті 8.3 ТГц має ознаки присутності обох x - і y - компонент збуджуючої хвилі, що призводить до комбінації зазначених мод, утворюючи асиметричний розподіл електричного поля.

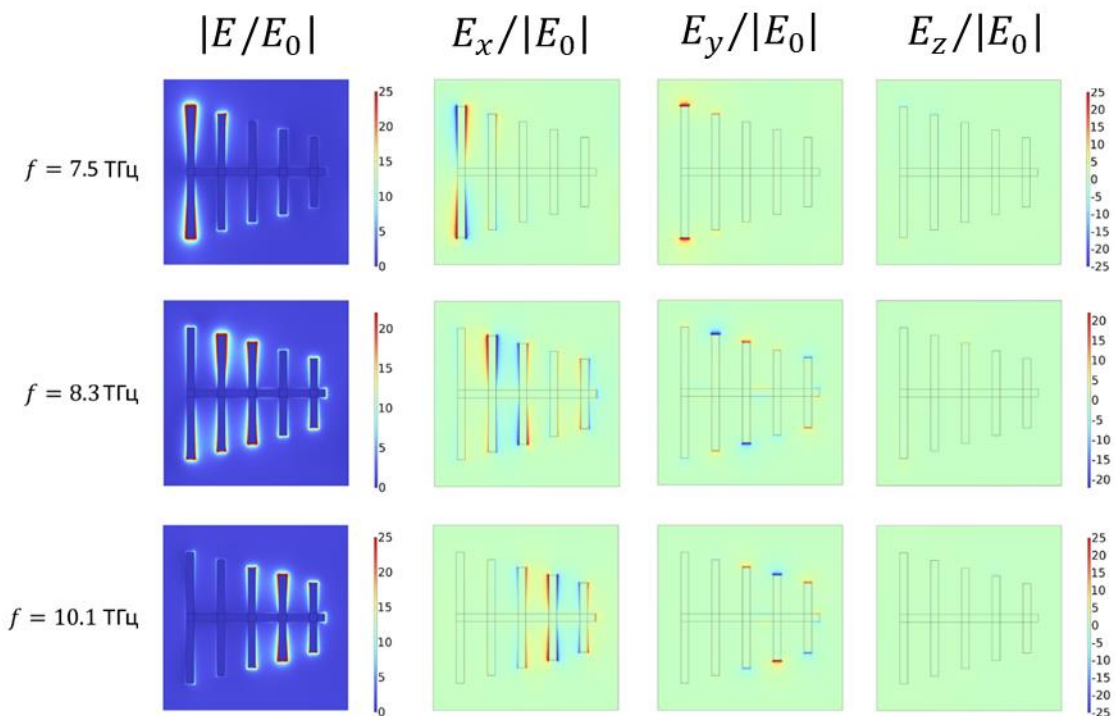


Рис. 5.13. Розподіл компонент електричного поля для $U = 0$ В в площині антен Ягі-Уда.

Збільшення напруги, прикладеної до комірки, поступово переорієнтує директор НРК у бік гомеотропної орієнтації. Це призводить до того, що

проекція оптичної анізотропії на площину xOy зменшується, поступово вимикаючи режим Могена. Таким чином, здатність НРК обертати площину поляризації падаючого світла слабшає, в результаті чого світло, що досягає антен Ягі-Уда, менше відхиляється від початкової поляризації вздовж осі y .

Розподіл компонент електричного поля поблизу антени Ягі-Уда при напрузі $U = 2$ В, представлений на Рис. 5.14. Плазмонні резонанси, подібно до випадку $U = 0$ В, локалізовані навколо ланок антен. У випадку $U = 2$ В всі плазмонні резонанси мають однакову симетрію локального електричного поля, що відповідає локальній поляризації падаючої хвилі вздовж осі y . Це вказує на те, що при $U = 2$ В режим Могена вимикається повністю і світло поширюється через НРК без змін поляризації.

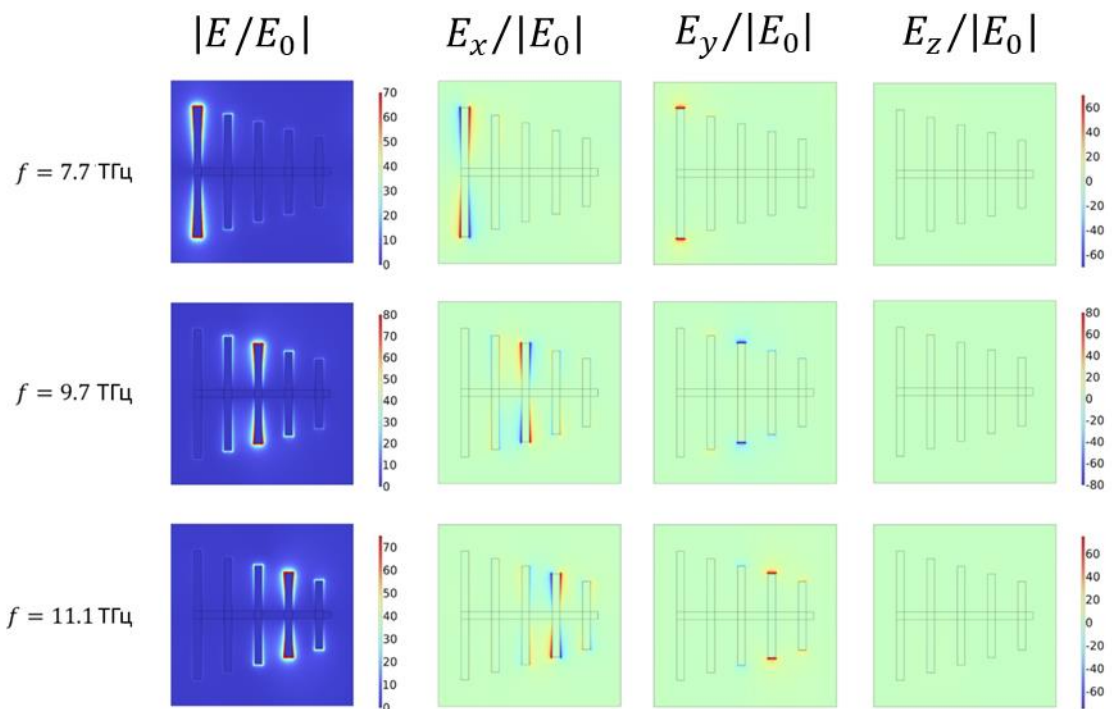


Рис. 5.14. Розподіл компонент електричного поля для $U = 2$ В у площині антени Ягі-Уда.

На Рис. 5.8 представлено розподіл x -компоненти електричного поля для резонансів на частотах 7.7, 9.7 і 11.1 ТГц при різних прикладених напругах. Ці

піки відповідають резонансам при $U = 2$ В (рис. 5.5, пунктирна лінія). При високій напрузі $U = 2$ В, коли директор майже повністю гомеотропно орієнтований, x -компонента електричного поля є антисиметричною, що вказує на чітку відповідність локальній поляризації збуджуючого світла вздовж осі y .

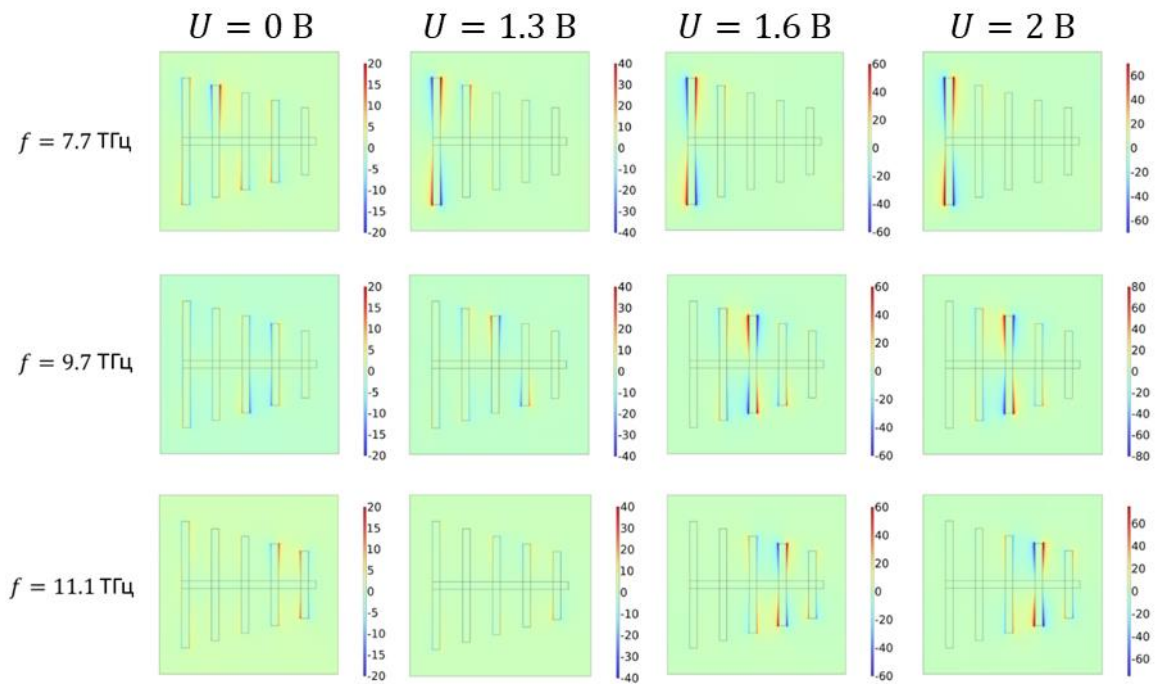


Рис. 5.15. Еволюція x -компоненти електричного поля на частотах 7.7, 9.7 та 11.1 ТГц за різних значень прикладеної напруги.

Крім того, з Рис. 5.8 видно, що резонанси вищих частот починають формуватися при вищих напругах. Для підтвердження цього було проведено розрахунки залежності цих резонансів від прикладеної напруги (Рис. 5.9). Область чутливості амплітуди плазмонного резонансу до прикладеної напруги припадає на діапазон напруг 1 – 2 В для піків 7.7 та 9.7 ТГц, і зміщується в бік вищих напруг для піку 11.1 ТГц.

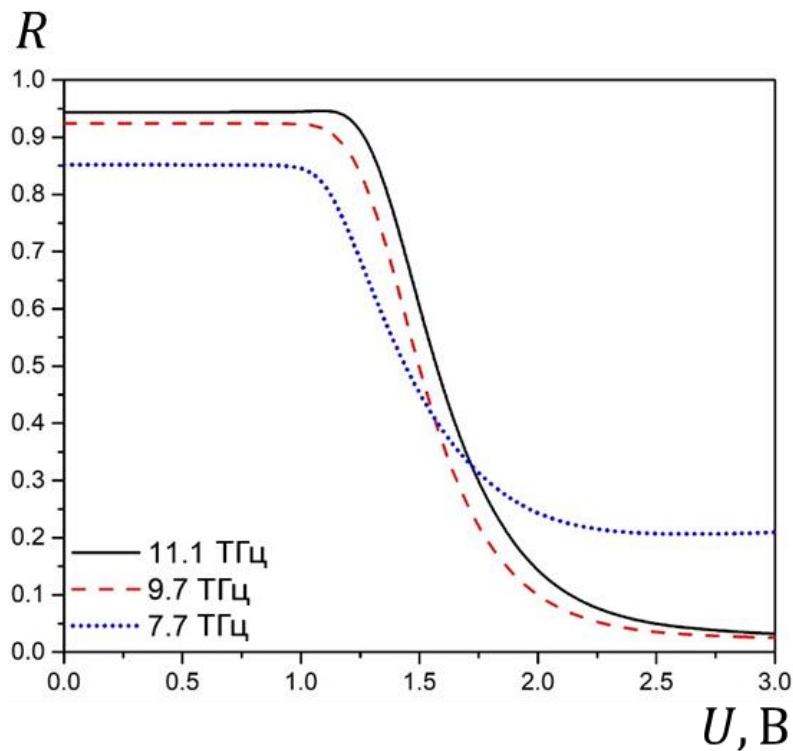


Рис. 5.16. Залежність коефіцієнта відбиття на частотах 7.7, 9.7 та 11.1 ТГц від прикладеної напруги.

Таким чином, показано, що поглинання та відбиття масиву мікроантен Ягі-Уда в комірці НРК можуть бути контрольовані в широкому діапазоні частот 7 – 12 ТГц. Діапазони керування значеннями коефіцієнтів пропускання та поглинання становлять у середньому 50 – 60% у згаданому інтервалі частот, досягаючи 80 – 90% на окремих частотах, зокрема 11,1 ТГц.

Ключовим механізмом керування поглинанням у представленій структурі є чутливість поглинання масиву антен Ягі-Уда до поляризації падаючої хвилі. Роль комірки НРК з початковою $\pi/2$ твіст-орієнтацією полягає у зміні стану поляризації падаючої світлової хвилі при її взаємодії з антенами Ягі-Уда. Як наслідок, при різних напругах, прикладених до комірки НРК, падаюча світлова хвиля має різну поляризацію при досягненні площини масиву антен Ягі-Уда, що дозволяє контролювати спектри відбиття та поглинання системи шляхом зміни прикладеної напруги.

При заданій напрузі та фіксованому розподілі директора НРК по товщині комірки збільшення частоти падаючої хвилі впливає на спектри відбиття та поглинання декількома способами. По-перше, зі збільшенням частоти падаючого світла плазмонні резонанси збуджуються на різних ланках антен Ягі-Уда. Починаючи з найбільшої ланки на частоті 7.5 ТГц, збільшення частоти падаючого світла призводить до поступового зміщення резонансів до менших ланок. Область локального підсилення електричного поля обмежується одним або кількома суміжними ланками, однак суттєві резонанси виникають лише тоді, коли таке резонанси зосереджені навколо однієї ланки антени.

Інший спосіб впливу зміни частоти падаючого світла на плазмонні резонанси пов'язаний з виконанням умови режиму Могена:

$$\beta = \frac{(n_e - n_o)|P|}{\lambda} \gg 1, \quad (5.11)$$

де P є фактичним кроком спіралі хірального НРК (відповідає власному кроку спіралі НРК p для напруг $U \lesssim 2 V$), λ – довжина хвилі у вакуумі та β – безрозмірний параметр, який кількісно описує ступінь виконання режиму Могена. Збільшення частоти падаючого світла призводить до збільшення β , тобто до більш повного встановлення режиму Могена.

З одного боку, переорієнтацію НРК у бік гомеотропної орієнтації можна розглядати як ефективне зменшення коефіцієнта $(n_e - n_o)$ в рівнянні для критерію режиму Могена (5.8), таким чином зменшуючи показник реалізації режиму Могена β . З іншого боку, переорієнтація директора призводить до зміни оптичних властивостей НРК поблизу антен Ягі-Уда. Перший канал керування пов'язаний з об'ємом НРК, оскільки режим Могена повинен бути встановлений на всьому шляху падаючого світла. Останній канал, однак, пов'язаний з орієнтацією директора поблизу антени, оскільки плазмонний

резонанс є найбільш чутливим до тензора діелектричної проникності в областях локалізації поля.

5.3 Результати та висновки до розділу 5

1. Теоретично досліджено керування плазмонними резонансами у гексагональному самовпорядкованому масиві сферичних металевих наночастинок у комірці НРК. Встановлено, що переорієнтація директора з гомеотропного у планарний стан у площині, що містить вектор поляризації падаючого світла, збільшує резонансну довжину хвилі золотих та срібних наночастинок на 100 нм, а у площині перпендикулярній до вектора поляризації – на 40 нм. Максимальне посилення ближнього поля для наносфер золота складає 18 одиниць напруженості електричного поля падаючої хвилі, а для срібла – 40 одиниць.

2. Теоретично досліджено керування резонансними властивостями масивів антен Ягі-Уда за допомогою НРК. Встановлено, що спектр поглинання масиву антен Ягі-Уда гігагерцового діапазону складається з серії піків, що відповідають різним ланкам антени. За умови поляризації падаючої хвилі у напрямку осі антен, частоти резонансів є чутливими до переорієнтації директора НРК з гомеотропного у планарний стан в площині перпендикулярній до осі антени. У випадку поляризації падаючої хвилі перпендикулярно осі антен, частота плазмонних резонансів є чутливою до переорієнтації директора з гомеотропного стану у планарний як у площині перпендикулярній до осі антени, так і у площині що містить останню. Діапазон керування частотою плазмонних резонансів досягає $\Delta f \approx 1$ ГГц для НРК з високим подвійним променезаломленням $\Delta n = 1$.

3. Досліджено керування властивостями масиву мікроантен Ягі-Уда терагерцового діапазону за допомогою електроіндукованих орієнтаційних переходів в комірці НРК з закрученою твіст конфігурацією директора. Показано, що переорієнтація НРК під впливом електричного поля дозволяє керувати коефіцієнтами поглинання та відбиття у діапазоні частот 7 – 12 ТГц в межах $\Delta R \approx 60\%$ з максимальним значенням діапазону керування $\Delta R \approx$

90% на частоті $f \approx 11$ ТГц. Діапазон напруг керування відбиттям та поглинанням масиву мікроантен Ягі-Уда складає від $U \in 1 \div 1.9$ В для низьких частот $f \approx 7$ ТГц до $U = 1.4 - 2.5$ В для високих частот $f \approx 11$ ТГц резонансного діапазону.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі проведено теоретичне дослідження можливостей керування за допомогою нематичних рідких кристалів хвильовими процесами в гібридних плазмонних нанорозмірних структурах. Основні результати та висновки роботи можна сформулювати у вигляді наступних тверджень.

1. Розвинуто теорію електроіндукованої орієнтаційної нестійкості директора в планарній комірці флексоелектричного нематичного рідкого кристалу за умови проковзування осі легкого орієнтування директора на поверхні підкладки під впливом електричного поля. У випадку квадратичного за напруженістю електричного поля впливу останнього на рухому легку вісь орієнтаційна нестійкість є пороговою, а у випадку лінійного впливу – безпороговою. Величина порога збільшується зі зменшенням значень параметра впливу електричного поля на рухому легку вісь, суми флексоелектричних коефіцієнтів та зі збільшенням величин енергій зчеплення рухомої легкої осі з підкладкою і рідким кристалом.

Характерний час ввімкнення системи збільшується:

- при збільшенні величин суми флексоелектричних коефіцієнтів, відносної в'язкості нематика та зі зменшенням значень енергій зчеплення рухомої легкої осі з підкладкою і рідким кристалом у випадку лінійного впливу електричного поля на легку вісь;
- зі зменшенням значень параметра впливу, відносної в'язкості та суми флексоелектричних коефіцієнтів нематика та зі збільшенням величин енергій зчеплення рухомої легкої осі з підкладкою і рідким кристалом у випадку квадратичного впливу.

2. Встановлено, що в планарній комірці нематичного рідкого кристалу з фоточутливою підкладкою, яка опромінюється світловим пучком через шар нематика, встановлюються автоколивання директора між двома або більше

твіст конфігураціями при перевищенні інтенсивністю опромінення порогового значення. Величина порога зменшується зі збільшенням значень енергії зчеплення нематика з фоточутливою поверхнею, параметра міжмолекулярної взаємодії фоточутливого покриття, товщини комірки. Збільшення величин об'ємної та поверхневої в'язкості нематика, інтенсивності опромінення, параметра міжмолекулярної взаємодії фоточутливого покриття, а також зменшення значення коефіцієнта дифузії призводить до збільшення кількості станів між якими відбуваються орієнтаційні переходи директора.

3. Встановлено, що в комірці гомеотропно орієнтованого нематичного рідкого кристалу орієнтаційні переходи поля директора, індуковані зміною величини прикладеної напруги, можуть супроводжуватися одним чи двома гістерезисами, або взагалі проходити без такого. Збільшення абсолютної величини флексоелектричного коефіцієнта e_3 та значення коефіцієнта e_1 за умови $e_3 < 0$ призводить до звуження областей значень пружних сталих нематика та енергії зчеплення останнього з поверхнею за яких спостерігаються два гістерезиси. Збільшення величини енергії зчеплення звужує діапазон кутів переднахилу легкої осі при яких спостерігаються гістерезиси орієнтаційних переходів.

4. Розвинуто теорію впливу електричного поля на характеристики та умови поширення поверхневого плазмонного поляритона в структурі нематичний рідкий кристал – полімер – метал. Встановлено, що величина ефективного показника заломлення поверхневого плазмонного поляритона збільшується зі збільшенням значень енергії зчеплення рідкого кристалу з поверхнею та зі зменшенням величин прикладеної напруги і довжини хвилі поляритона. Діапазон зміни величини ефективного показника заломлення розширюється зі зменшенням значень кута переднахилу легкої осі, товщини полімерного шару, енергії зчеплення та зі збільшенням значень довжини хвилі поляритона й оптичної анізотропії нематика.

5. Побудовано теоретичну модель керування Тамм-плазмонними резонансами та лазерною генерацією в гібридній наноструктурі метал – нематичний рідкий кристал – діелектричне дзеркало Брегга шляхом зміни орієнтування нематичного шару. Показано, що зміна орієнтування нематика від гомеотропного до планарного призводить до зміщення тамм-плазмонних піків/провалів у бік більших довжин хвилі на величину до 100 нм зі збереженням розподілу їх інтенсивностей. Легування нематичного рідкого кристала світлопоглинаючим барвником призводить до зменшення амплітуди тамм-плазмонних піків/провалів без зміни їх положення. Встановлено, що збільшення потужності накачки призводить до зменшення тривалості імпульсів лазерної емісії. При перевищенні потужністю накачки порогового значення лазерна емісія в системі проявляється у вигляді серії коротких імпульсів, амплітуди яких монотонно зменшуються з часом.

6. Проведено теоретичне моделювання можливості керування плазмонними резонансами у гексагональному самовпорядкованому масиві золотих та срібних сферичних наночастинок диспергованих у нематичну рідкокристалічну матрицю шляхом зміни орієнтування нематика. Встановлено, що переорієнтація директора з гомеотропного стану в планарний у площині вектора поляризації падаючого світла збільшує резонансну довжину хвилі на величину близько 100 нм. Тоді як переорієнтація директора у площині перпендикулярній до вектора поляризації збільшує резонансну довжину хвилі на 40 нм. Показано, що максимальне значення коефіцієнта підсилення напруженості електричного поля світлової хвилі в ближній хвильовій зоні складає близько 18 для золотих частинок, та 40 для срібних.

7. Вперше проведено моделювання процесу електрокерування резонансними властивостями впорядкованих масивів мікроантен Ягі-Уда в комірці нематичного рідкого кристалу. Показано, що електроіндукована переорієнтація директора дозволяє змінювати величини коефіцієнтів поглинання та відбиття масиву мікроантен Ягі-Уда в межах 60% у діапазоні

частот 7–12 ТГц з максимальним значенням діапазону зміни 90% на частоті 11 ТГц в області прикладених напруг порядку 2.5 В.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] P.-G. De Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals* (Oxford university press, 1993).
- [2] D.-K. Yang and S.-T. Wu, *Fundamentals of Liquid Crystal Devices* (John Wiley & Sons, 2014).
- [3] I.-C. Khoo, *Liquid Crystals* (John Wiley & Sons, 2022).
- [4] M. Skarabot, N. J. Mottram, S. Kaur, C. T. Imrie, E. Forsyth, J. M. Storey, R. Mazur, W. Piecek, and L. Komitov, Flexoelectric polarization in a nematic liquid crystal enhanced by dopants with different molecular shape polarities, *ACS Omega* **7**, 9785 (2022).
- [5] Y. Shin, Y. Jiang, Q. Wang, Z. Zhou, G. Qin, and D.-K. Yang, Flexoelectric-effect-based light waveguide liquid crystal display for transparent display, *Photonics Research* **10**, 407 (2022).
- [6] X. Jia, R. Guo, J. Chen, and X. Yan, Flexoelectric Effect in Thin Films: Theory and Applications, *Advanced Functional Materials* 2412887 (2024).
- [7] S. P. Bielykh, L. Lucchetti, and V. Y. Reshetnyak, Photoaligned Tunable Liquid Crystal Lenses with Parabolic Phase Profile, *Crystals* **13**, 1104 (2023).
- [8] E. Mema, L. Kondic, and L. Cummings, Director gliding in a nematic liquid crystal layer: Quantitative comparison with experiments, *Physical Review E* **97**, 032704 (2018).
- [9] G. Si, Y. Zhao, E. S. P. Leong, and Y. J. Liu, Liquid-crystal-enabled active plasmonics: a review, *Materials* **7**, 1296 (2014).
- [10] A. E. Miroshnichenko, E. Brasselet, and Y. S. Kivshar, Light-induced orientational effects in periodic photonic structures with pure and dye-doped nematic liquid crystal defects, *Physical Review A* **78**, 053823 (2008).
- [11] S. Wang et al., Tunable and switchable bifunctional meta-surface for plasmon-induced transparency and perfect absorption, *Optical Materials Express* **12**, 560 (2022).
- [12] A. I. Lesiuk, M. F. Ledney, and V. Yu. Reshetnyak, Light-induced Fredericks transition in the nematic liquid crystal cell with plasmonic nanoparticles at a cell bounding substrate, *Physical Review E* **106**, (2022).
- [13] V. Y. Reshetnyak, T. J. Bunning, and D. R. Evans, Using liquid crystals to control surface plasmons, *Liquid Crystals* **45**, 2010 (2018).
- [14] H. J. Lee, S.-J. Kim, M. O. Ko, J.-H. Kim, and M. Y. Jeon, Tunable, multiwavelength-swept fiber laser based on nematic liquid crystal device for fiber-optic electric-field sensor, *Optics Communications* **410**, 637 (2018).
- [15] K. R. Daly, S. Abbott, G. D'Alessandro, D. C. Smith, and M. Kaczmarek, Theory of hybrid photorefractive plasmonic liquid crystal cells, *JOSA B* **28**, 1874 (2011).
- [16] S. B. Abbott, K. R. Daly, G. D'Alessandro, M. Kaczmarek, and D. C. Smith, Photorefractive control of surface plasmon polaritons in a hybrid liquid crystal cell, *Optics Letters* **37**, 2436 (2012).

- [17] M. Adams, B. Cemlyn, I. Henning, M. Parker, E. Harbord, and R. Oulton, Model for confined Tamm plasmon devices, *Journal of the Optical Society of America B* **36**, 125 (2018).
- [18] G. Lheureux, S. Azzini, C. Symonds, P. Senellart, A. Lemaître, C. Sauvan, J.-P. Hugonin, J.-J. Greffet, and J. Bellessa, Polarization-Controlled Confined Tamm Plasmon Lasers, *ACS Photonics* **2**, 842 (2015).
- [19] C. Symonds, G. Lheureux, J. P. Hugonin, J. J. Greffet, J. Laverdant, G. Brucoli, A. Lemaitre, P. Senellart, and J. Bellessa, Confined Tamm Plasmon Lasers, *Nano Letters* **13**, 3179 (2013).
- [20] T. Badloe, J. Kim, I. Kim, W.-S. Kim, W. S. Kim, Y.-K. Kim, and J. Rho, Liquid crystal-powered Mie resonators for electrically tunable photorealistic color gradients and dark blacks, *Light: Science & Applications* **11**, 118 (2022).
- [21] E. A. van Heijst, S. E. ter Huurne, J. A. Sol, G. W. Castellanos, M. Ramezani, S. Murai, M. G. Debije, and J. Gómez Rivas, Electric tuning and switching of the resonant response of nanoparticle arrays with liquid crystals, *Journal of Applied Physics* **131**, (2022).
- [22] R. Borah, J. Smets, R. Ninakanti, M. L. Tietze, R. Ameloot, D. N. Chigrin, S. Bals, S. Lenaerts, and S. W. Verbruggen, Self-assembled ligand-capped plasmonic Au nanoparticle films in the Kretschmann configuration for sensing of volatile organic compounds, *ACS Applied Nano Materials* **5**, 11494 (2022).
- [23] S. Mühlig, A. Cunningham, J. Dintinger, T. Scharf, T. Bürgi, F. Lederer, and C. Rockstuhl, Self-assembled plasmonic metamaterials, *Nanophotonics* **2**, 211 (2013).
- [24] A. Pattanayak, S. Roy, G. Rana, S. P. Duttagupta, V. G. Achanta, and S. Prabhu, Study of THz-Plasmon hybridization of a loop Yagi-Uda absorber, *Scientific Reports* **7**, 16961 (2017).
- [25] R. Bilal, M. Baqir, A. Iftikhar, S. Naqvi, M. Mughal, and M. Ali, Polarization-controllable and angle-insensitive multiband Yagi-Uda-shaped metamaterial absorber in the microwave regime, *Optical Materials Express* **12**, 798 (2022).
- [26] I. Yakovkin, A. Lesiuk, M. Ledney, and V. Reshetnyak, Director orientational instability in a planar flexoelectric nematic cell with easy axis gliding, *Journal of Molecular Liquids* **363**, 119888 (2022).
- [27] I. Yakovkin and M. Ledney, Electrically induced orientational instability of the director in a homeotropic nematic liquid crystal cell and its effect on surface plasmon oscillations, *Phase Transitions* **97**, 394 (2023).
- [28] I. Yakovkin and V. Reshetnyak, Liquid crystal-enabled tunability of Yagi-Uda antenna resonant properties, *Journal of Optical Microsystems* **3**, 041203 (2023).
- [29] I. Yakovkin and V. Reshetnyak, Controlling plasmon resonance of gold and silver nanoparticle arrays with help of liquid crystal, *Photonics* **10**, 1088 (2023).
- [30] I. I. Yakovkin, V. Y. Reshetnyak, T. J. Bunning, and D. R. Evans, Tunable THz absorbers based on LC-tuned Yagi-Uda antennas, *Liquid Crystals* **51**, 2241 (2024).

- [31] I. Yakovkin, M. Ledney, V. Y. Reshetnyak, I. Pakamoryte, and P. J. Hands, Modeling of laser generation in a Fabry–Pérot-Tamm structure with a nematic liquid crystal layer, *Journal of Applied Physics* **135**, (2024).
- [32] I. Yakovkin and M. Ledney, Electrocontrol over surface plasmon oscillations in a homeotropic nematic liquid crystal cell, *Ukrainian Journal of Physics* **69**, 417 (2024).
- [33] I. Yakovkin and M. Ledney, *Surface Plasmon Oscillations Control by Nematic Liquid Crystal Reorientation*, in *10th Jubilee International Conference “Nanotechnologies and Nanomaterials NANO-2022”* (Lviv, Ukraine, 2022).
- [34] I. Yakovkin, A. Lesiuk, M. Ledney, and V. Reshetnyak, *Orientational Instability of the Director in a Planar Flexoelectric Nematic Cell with Easy Axis Gliding*, in *International Symposium on Dielectric Materials and Applications ISyDMA’7* (Poznań, Poland, 2022).
- [35] I. Yakovkin and M. Ledney, *Hysteresis of Surface Plasmon Polariton Effective Index Induced by Liquid Crystal Reorientation*, in *International Symposium on Dielectric Materials and Applications ISyDMA’7* (Poznań, Poland, 2022).
- [36] I. Yakovkin, M. Ledney, V. Reshetnyak, I. Pakamoryte, and P. Hands, *Laser Generation in a Tamm Plasmon Structure Controlled by a Nematic Liquid Crystal*, in *SPIE Photonics Europe: Liquid Crystals Optics and Photonic Devices*, Vol. 13016 (Strasbourg, France, 2024), pp. 131–134.
- [37] I. I. Yakovkin, V. Y. Reshetnyak, T. J. Bunning, and D. R. Evans, *Electro-Optic Tuning of Terahertz Yagi-Uda Antenna Arrays through Liquid Crystal Reorientation*, in *SPIE Photonics Europe: Liquid Crystals Optics and Photonic Devices*, Vol. 13016 (Strasbourg, France, 2024), pp. 7–9.
- [38] I. I. Yakovkin, V. Yu. Reshetnyak, H. F. Gleeson, T. J. Bunning, and D. R. Evans, *Controlling Reflection and Absorption of Antennae Array in THz Using Liquid Crystals and Liquid Crystal Elastomers*, in *29th International Liquid Crystal Conference* (Rio de Janeiro, Brazil, 2024).
- [39] I. Yakovkin, M. Ledney, and A. Nych, *Modeling the Kinetics of Auto-Oscillations in a Nematic Liquid Crystal Cell with Photoaligning in an Azo-Dye Layer on a Substrate*, in *The 4th International Online Conference on Crystals* (Online, 2024).
- [40] T. Kato, J. Uchida, T. Ichikawa, and T. Sakamoto, Functional liquid crystals towards the next generation of materials, *Angewandte Chemie International Edition* **57**, 4355 (2018).
- [41] S. Sato, Applications of liquid crystals to variable-focusing lenses, *Optical Review* **6**, 471 (1999).
- [42] M. Schadt, Liquid crystal materials and liquid crystal displays, *Annual Review of Materials Science* **27**, 305 (1997).
- [43] J. P. Lagerwall and G. Scalia, A new era for liquid crystal research: Applications of liquid crystals in soft matter nano-, bio- and microtechnology, *Current Applied Physics* **12**, 1387 (2012).
- [44] B. Y. Zel’dovich, N. Tabiryan, and Y. S. Chilingaryan, Fredericksz transitions induced by light fields, *Sov. Phys. JETP* **54**, 32 (1981).

- [45] S. Durbin, S. Arakelian, and Y. Shen, Optical-field-induced birefringence and Freedericksz transition in a nematic liquid crystal, *Physical Review Letters* **47**, 1411 (1981).
- [46] A. Zolot'Ko, V. Kitaeva, N. Kroo, N. Sobolev, and L. Chillag, The effect of an optical field on the nematic phase of the liquid crystal OCBP, *Jetp Lett* **32**, 158 (1980).
- [47] E. Brasselet, A. Lherbier, and L. J. Dubé, Transverse nonlocal effects in optical reorientation of nematic liquid crystals, *JOSA B* **23**, 36 (2006).
- [48] M. Ledney and I. Pinkevych, Influence of anchoring at a nematic cell surface on threshold spatially periodic reorientation of a director, *Liquid Crystals* **34**, 577 (2007).
- [49] A. Lesiuk, M. Ledney, O. Tarnavskyy, V. Y. Reshetnyak, I. Pinkevych, and D. Evans, Electro-optical effect in a planar nematic cell with electric field sensitive boundary conditions, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **647**, 320 (2017).
- [50] B. Frisken and P. Palfy-Muhoray, Electric-field-induced twist and bend Freedericksz transitions in nematic liquid crystals, *Physical Review A* **39**, 1513 (1989).
- [51] H. L. Ong, Optically induced Freedericksz transition and bistability in a nematic liquid crystal, *Physical Review A* **28**, 2393 (1983).
- [52] M. Ledney, O. Tarnavskyy, and V. Khimich, Influence of DC Electric Field on the Hysteresis of Light-Induced Freedericksz Transition in a Nematic Cell, *Ukrainian Journal of Physics* **61**, 117 (2016).
- [53] A. Vella, B. Piccirillo, and E. Santamato, Coupled-mode approach to the nonlinear dynamics induced by an elliptically polarized laser field in liquid crystals at normal incidence, *Physical Review E* **65**, 031706 (2002).
- [54] E. Brasselet, B. Piccirillo, and E. Santamato, Three-dimensional model for light-induced chaotic rotations in liquid crystals under spin and orbital angular momentum transfer processes, *Physical Review E* **78**, 031703 (2008).
- [55] I. Budagovsky, D. Pavlov, S. Shvetsov, M. Smayev, A. Zolot'ko, N. Boiko, and M. Barnik, First-order light-induced orientation transition in nematic liquid crystal in the presence of low-frequency electric field, *Applied Physics Letters* **101**, (2012).
- [56] G. D'Alessandro and A. A. Wheeler, Bistability of liquid crystal microcavities, *Physical Review A* **67**, 023816 (2003).
- [57] V. Ilyina, S. Cox, and T. Sluckin, A computational approach to the optical Freedericksz transition, *Optics Communications* **260**, 474 (2006).
- [58] U. A. Laudyn, A. E. Miroshnichenko, W. Krolikowski, D. F. Chen, Y. S. Kivshar, and M. A. Karpierz, Observation of light-induced reorientational effects in periodic structures with planar nematic-liquid-crystal defects, *Applied Physics Letters* **92**, (2008).
- [59] M. Ledney, O. Tarnavskyy, A. Lesiuk, and V. Y. Reshetnyak, Interaction of electromagnetic waves in nematic waveguide, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **638**, 1 (2016).

- [60] R. B. Meyer, Piezoelectric effects in liquid crystals, *Physical Review Letters* **22**, 918 (1969).
- [61] W.-T. Wu, Liquid Crystal Pretilt Angle Control. Mechanism, Electro-Optical Properties and Numerical Analysis, PhD Thesis, SI: sn, 2016.
- [62] А. Сонин, Введение в физику жидких кристаллов, (1983).
- [63] M. S. Kim, P. J. Bos, D.-W. Kim, D.-K. Yang, J. H. Lee, and S. H. Lee, Flexoelectric effect in an in-plane switching (IPS) liquid crystal cell for low-power consumption display devices, *Scientific Reports* **6**, 35254 (2016).
- [64] J. A. Castellano, Surface anchoring of liquid crystal molecules on various substrates, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **94**, 33 (1983).
- [65] O. Tarnavskyy and M. Ledney, Orientational instability of the director in a nematic cell caused by electro-induced anchoring modification, *Condensed Matter Physics* **24**, 13601 (2021).
- [66] A. Ellison and I. A. Cornejo, Glass substrates for liquid crystal displays, *International Journal of Applied Glass Science* **1**, 87 (2010).
- [67] O. Tarnavskyy, A. Savchenko, and M. Ledney, Two-dimensional director configurations in a nematic-filled cylindrical capillary with the hybrid director alignment on its surface, *Liquid Crystals* **47**, 851 (2020).
- [68] O. Tarnavskyy and M. Ledney, Equilibrium locations of defects in two-dimensional configurations of the NLC director field, *Liquid Crystals* **50**, 21 (2023).
- [69] A. Lesiuk, M. Ledney, and O. Tarnavskyy, Orientational instability of nematic liquid crystal in a homeotropic cell with boundary conditions controlled by an electric field, *Liquid Crystals* **46**, 469 (2019).
- [70] A. Lesiuk, M. Ledney, and O. Tarnavskyy, Orientational instability induced by the electric field in a cell of a nematic liquid crystal with negative dielectric anisotropy, *Ukrainian Journal of Physics* **62**, 779 (2017).
- [71] B. Cerrolaza, M. A. Geday, J. Oton, X. Quintana, and N. Bennis, Measuring thickness and pretilt in reflective vertically aligned nematic liquid crystal displays, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **494**, 222 (2008).
- [72] D. Seo, H. Matsuda, T. Oh-Ide, and S. Kobayashi, Alignment of nematic liquid crystal (5CB) on the treated substrates: Characterization of orientation films, generation of pretilt angles, and surface anchoring strength, *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals* **224**, 13 (1993).
- [73] F. K. Lee, B. Zhang, P. Sheng, H. S. Kwok, and O. K. Tsui, Continuous liquid crystal pretilt control through textured substrates, *Applied Physics Letters* **85**, 5556 (2004).
- [74] G. Barbero, N. Madhusudana, and G. Durand, Weak anchoring energy and pretilt of a nematic liquid crystal, *Journal de Physique Lettres* **45**, 613 (1984).
- [75] K.-W. Lee, A. Lien, and J. H. S. Paek, Control and modification of nematic liquid crystal pretilt angles on polyimides, *Japanese Journal of Applied Physics* **36**, 3591 (1997).

- [76] M.-C. Tseng, F. Fan, C.-Y. Lee, A. Murauski, V. Chigrinov, and H.-S. Kwok, Tunable lens by spatially varying liquid crystal pretilt angles, *Journal of Applied Physics* **109**, (2011).
- [77] O. Yaroshchuk and Y. Reznikov, Photoalignment of liquid crystals: basics and current trends, *Journal of Materials Chemistry* **22**, 286 (2012).
- [78] O. V. Yaroshchuk, A. Tereshchenko, J. Lindau, and A. Bohme, *Free and Stimulated Orientation of Liquid Crystals on Azobenzene Polymer Films*, in *Nonlinear Optics of Liquid and Photorefractive Crystals*, Vol. 2795 (SPIE, 1996), pp. 71–77.
- [79] I. D. Olenik, M. Kim, A. Rastegar, and T. Rasing, Characterization of unidirectional photopolymerization in poly (vinyl cinnamate) by surface optical second-harmonic generation, *Physical Review E* **60**, 3120 (1999).
- [80] D. Andrienko, Y. Kurioz, M. Nishikawa, Y. Reznikov, and J. L. West, Control of the anchoring energy of rubbed polyimide layers by irradiation with depolarized UV-light, *Japanese Journal of Applied Physics* **39**, 1217 (2000).
- [81] A. Khakhlou, A. Murauski, O. Yaroshchuk, E. Telesh, and R. Kravchuk, Second wind of the oblique deposition method of liquid-crystal alignment: Ion-beam sputtering technique, *Journal of the Society for Information Display* **14**, 257 (2006).
- [82] I. Janossy and T. Kósa, Gliding of liquid crystals on soft polymer surfaces, *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* **70**, 052701 (2004).
- [83] O. Buluy, Y. Reznikov, K. Slyusarenko, M. Nobili, and V. Reshetnyak, Formation and dynamics of easy orientation axis in magnetic field on PVCN-F surface, *Opto-Electronics Review* **14**, 293 (2006).
- [84] S. Pasechnik, V. G. Chigrinov, D. Shmeliova, V. Tsvetkov, V. Kremenetsky, L. Zhijian, and A. Dubtsov, Slow relaxation processes in nematic liquid crystals at weak surface anchoring, *Liquid Crystals* **33**, 175 (2006).
- [85] S. V. Pasechnik, A. V. Dubtsov, D. V. Shmeliova, V. A. Tsvetkov, and V. G. Chigrinov, Effect of combined action of electric field and light on gliding of the easy axis in nematic liquid crystals, *Liquid Crystals* **35**, 569 (2008).
- [86] E. A. de Oliveira, A. F. Neto, and G. Durand, Gliding anchoring of lyotropic nematic liquid crystals on amorphous glass surfaces, *Physical Review A* **44**, R825 (1991).
- [87] V. Vorflusev, H.-S. Kitzerow, and V. G. Chigrinov, Azimuthal surface gliding of a nematic liquid crystal, *Applied Physics Letters* **70**, 3359 (1997).
- [88] Y. Kurioz, V. Reshetniak, and Y. Reznikov, Orientation of a liquid crystal on a soft photoaligning surface, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **375**, 535 (2002).
- [89] K. Antonova, K. Slyusarenko, O. Buluy, C. Blanc, S. Joly, Y. Reznikov, and M. Nobili, Aging in glassy polymer–liquid-crystal layers, *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* **83**, 050701 (2011).
- [90] J.-H. Lee and T.-H. Yoon, Surface gliding of the easy axis of a polymer-stabilized nematic liquid crystal and its dependence on the constituent

- monomers, *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* **84**, 051701 (2011).
- [91] P. Vetter, Y. O. Y. Ohmura, and T. U. T. Uchida, Study of memory alignment of nematic liquid crystals on polyvinyl alcohol coatings, *Japanese Journal of Applied Physics* **32**, L1239 (1993).
- [92] S. Faetti, M. Nobili, and I. Raggi, Surface reorientation dynamics of nematic liquid crystals, *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems* **11**, 445 (1999).
- [93] S. V. Pasechnik, A. V. Dubtsov, D. V. Shmeliova, D. A. Semerenko, V. G. Chigrinov, M. Sinenko, and A. D. Kiselev, Modeling reorientation dynamics of electrically assisted light-induced gliding of nematic liquid-crystal easy axis, *Advances in Condensed Matter Physics* **2013**, 363157 (2013).
- [94] S. Joly, K. Antonova, P. Martinot-Lagarde, and I. Dozov, Zenithal gliding of the easy axis of a nematic liquid crystal, *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* **70**, 050701 (2004).
- [95] D. Stoenescu, I. Dozov, and P. Martinot-Lagarde, Long-time behavior of the azimuthal anchoring strength and easy axis gliding of nematic liquid crystal, *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals* **351**, 427 (2000).
- [96] N. Davidenko, I. Davidenko, I. Savchenko, A. Popenaka, and L. Baath, Electro-optical effect in films of azobenzene polycomplexes with cobalt, *Journal of Applied Physics* **103**, (2008).
- [97] D. Kasyanyuk, N. Davidenko, Y. Kurioz, I. Savchenko, and Y. Reznikov, Electro- and photosensitive azopolymer for alignment of liquid crystals, *Optics Express* **23**, 26660 (2015).
- [98] А. Лесюк, М. Ледней, and О. Тарнавський, Орієнтаційна нестійкість в комірці нематичного рідкого кристала з від'ємною діелектричною анізотропією в електричному полі, *Український Фізичний Журнал* **775** (2017).
- [99] A. Lesiuk, M. Ledney, and O. Tarnavskyy, Instability of director orientation in a planar nematic cell under tunable boundary conditions in the electric field, *Ukrainian Journal of Physics* **62**, 392 (2017).
- [100] E. Kretschmann and H. Raether, Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light, *Zeitschrift Für Naturforschung A* **23**, 2135 (1968).
- [101] E. Kretschmann, The ATR method with focused light—application to guided waves on a grating, *Optics Communications* **26**, 41 (1978).
- [102] A. Otto, Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection, *Zeitschrift Für Physik A Hadrons and Nuclei* **216**, 398 (1968).
- [103] G. Sprokel, R. Santo, and J. Swalen, Determination of the surface tilt angle by attenuated total reflection, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **68**, 29 (1981).
- [104] S. Lal, S. Link, and N. J. Halas, Nano-optics from sensing to waveguiding, *Nature Photonics* **1**, 641 (2007).

- [105]B. L. Frey, C. E. Jordan, S. Kornguth, and R. M. Corn, Control of the specific adsorption of proteins onto gold surfaces with poly (L-lysine) monolayers, *Analytical Chemistry* **67**, 4452 (1995).
- [106]C. E. Berger, T. A. Beumer, R. P. Kooyman, and J. Greve, Surface plasmon resonance multisensing, *Analytical Chemistry* **70**, 703 (1998).
- [107]R. J. Heaton, A. W. Peterson, and R. M. Georgiadis, Electrostatic surface plasmon resonance: direct electric field-induced hybridization and denaturation in monolayer nucleic acid films and label-free discrimination of base mismatches, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **98**, 3701 (2001).
- [108]H. J. Lezec, J. A. Dionne, and H. A. Atwater, Negative refraction at visible frequencies, *Science* **316**, 430 (2007).
- [109]D. O. Melville and R. J. Blaikie, Super-resolution imaging through a planar silver layer, *Optics Express* **13**, 2127 (2005).
- [110]E. Ozbay, Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions, *Science* **311**, 189 (2006).
- [111]H. Simon, D. Mitchell, and J. Watson, Optical second-harmonic generation with surface plasmons in silver films, *Physical Review Letters* **33**, 1531 (1974).
- [112]P. Muhlschlegel, H.-J. Eisler, O. J. Martin, B. Hecht, and D. Pohl, Resonant optical antennas, *Science* **308**, 1607 (2005).
- [113]T. Y. Tsang, Surface-plasmon-enhanced third-harmonic generation in thin silver films, *Optics Letters* **21**, 245 (1996).
- [114]G. A. Baker and D. S. Moore, Progress in plasmonic engineering of surface-enhanced Raman-scattering substrates toward ultra-trace analysis, *Analytical and Bioanalytical Chemistry* **382**, 1751 (2005).
- [115]G. Spokel, The reflectivity of a liquid crystal cell in a surface plasmon experiment, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **68**, 39 (1981).
- [116]K. Welford and J. Sambles, Detection of surface director reorientation in a nematic liquid crystal, *Applied Physics Letters* **50**, 871 (1987).
- [117]K. Welford, J. Sambles, and M. Clark, Guided modes and surface plasmon-polaritons observed with a nematic liquid crystal using attenuated total reflection, *Liquid Crystals* **2**, 91 (1987).
- [118]C. Khoo, H. Li, and Y. Liang, Observation of orientational photorefractive effects in nematic liquid crystals, *Optics Letters* **19**, 1723 (1994).
- [119]E. Rudenko and A. Sukhov, Photoinduced electrical conductivity and photorefractive effects in a nematic liquid crystal, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **59**, 142 (1994).
- [120]V. Yu. Reshetnyak, V. I. Zadorozhnyi, I. P. Pinkevych, T. J. Bunning, and D. R. Evans, Modelling the Surface Plasmon Spectra of an ITO Nanoribbon Grating Adjacent to a Liquid Crystal Layer, *Materials* **13**, 1523 (2020).
- [121]W. Dickson, G. A. Wurtz, P. R. Evans, R. J. Pollard, and A. V. Zayats, Electronically controlled surface plasmon dispersion and optical transmission through metallic hole arrays using liquid crystal, *Nano Letters* **8**, 281 (2008).

- [122]Y. Wang, S. D. Russell, and R. L. Shimabukuro, Voltage-induced broad-spectrum reflectivity change with surface-plasmon waves, *Journal of Applied Physics* **97**, (2005).
- [123]Y. Wang, Voltage-induced color-selective absorption with surface plasmons, *Applied Physics Letters* **67**, 2759 (1995).
- [124]F. Yang and J. Sambles, Microwave liquid crystal wavelength selector, *Applied Physics Letters* **79**, 3717 (2001).
- [125]M. E. Caldwell and E. M. Yeatman, Surface-plasmon spatial light modulators based on liquid crystal, *Applied Optics* **31**, 3880 (1992).
- [126]K. R. Daly, *Light–Matter Interaction in Liquid Crystal Cells*, PhD Thesis, University of Southampton, 2011.
- [127]S. B. Abbott, *Energy Transfer between Surface Plasmon Polariton Modes with Hybrid Photorefractive Liquid Crystal Cells*, PhD Thesis, University of Southampton, 2012.
- [128]J. A. Gaspar-Armenta and F. Villa, Photonic surface-wave excitation: photonic crystal–metal interface, *Journal of the Optical Society of America B* **20**, 2349 (2003).
- [129]A. V. Kavokin, I. A. Shelykh, and G. Malpuech, Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures, *Physical Review B* **72**, (2005).
- [130]A. P. Vinogradov, A. V. Dorofeenko, S. G. Erokhin, M. Inoue, A. A. Lisyansky, A. M. Merzlikin, and A. B. Granovsky, Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces, *Physical Review B* **74**, (2006).
- [131]M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R. A. Abram, J. M. Chamberlain, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror, *Physical Review B* **76**, (2007).
- [132]M. E. Sasin, R. P. Seisyan, M. A. Kaliteevski, S. Brand, R. A. Abram, J. M. Chamberlain, A. Yu. Egorov, A. P. Vasil'ev, V. S. Mikhrin, and A. V. Kavokin, Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light, *Applied Physics Letters* **92**, (2008).
- [133]T. Goto, A. V. Dorofeenko, A. M. Merzlikin, A. V. Baryshev, A. P. Vinogradov, M. Inoue, A. A. Lisyansky, and A. B. Granovsky, Optical Tamm States in One-Dimensional Magnetophotonic Structures, *Physical Review Letters* **101**, (2008).
- [134]A. M. Vyunishev, R. G. Bikbaev, S. E. Svyakhovskiy, I. V. Timofeev, P. S. Pankin, S. A. Evlashin, S. Ya. Vetrov, S. A. Myslivets, and V. G. Arkhipkin, Broadband Tamm plasmon polariton, *Journal of the Optical Society of America B* **36**, 2299 (2019).
- [135]V. Yu. Reshetnyak, V. I. Zadorozhnii, I. P. Pinkevych, T. J. Bunning, and D. R. Evans, Surface plasmon absorption in MoS₂ and graphene-MoS₂ microgratings and the impact of a liquid crystal substrate, *AIP Advances* **8**, (2018).
- [136]H.-C. Cheng, C.-Y. Kuo, Y.-J. Hung, K.-P. Chen, and S.-C. Jeng, Liquid-Crystal Active Tamm-Plasmon Devices, *Physical Review Applied* **9**, (2018).

- [137] O. Buchnev, A. Belosludtsev, V. Reshetnyak, D. R. Evans, and V. A. Fedotov, Observing and controlling a Tamm plasmon at the interface with a metasurface, *Nanophotonics* **9**, 897 (2020).
- [138] C. Kar, S. Jena, D. V. Udupa, and K. D. Rao, Tamm plasmon polariton in planar structures: A brief overview and applications, *Optics & Laser Technology* **159**, 108928 (2023).
- [139] J. Mysliwiec, A. Szukalska, A. Szukalski, and L. Sznitko, Liquid crystal lasers: the last decade and the future, *Nanophotonics* **10**, 2309 (2021).
- [140] S. Y. Vetrov, M. V. Pyatnov, and I. V. Timofeev, Spectral and polarization properties of a ‘cholesteric liquid crystal—phase plate—metal’ structure, *Journal of Optics* **18**, 015103 (2015).
- [141] M. V. Pyatnov, S. Ya. Vetrov, and I. V. Timofeev, Localised optical states in a structure formed by two oppositely handed cholesteric liquid crystal layers and a metal, *Liquid Crystals* **44**, 674 (2016).
- [142] V. Yu. Reshetnyak, I. P. Pinkevych, T. J. Bunning, M. E. McConney, and D. R. Evans, Spectral manifestation of optical Tamm states in a metal-cholesteric liquid crystals stack, *Physical Review E* **107**, (2023).
- [143] J. Ortega, C. Folcia, and J. Etxebarria, Upgrading the Performance of Cholesteric Liquid Crystal Lasers: Improvement Margins and Limitations, *Materials* **11**, 5 (2017).
- [144] A. Chanishvili, G. Chilaya, G. Petriashvili, R. Barberi, R. Bartolino, G. Cipparrone, A. Mazzulla, R. Gimenez, L. Oriol, and M. Pinol, Widely tunable ultraviolet-visible liquid crystal laser, *Applied Physics Letters* **86**, 051107 (2005).
- [145] K. Kaminska, T. Brown, G. Beydaghyan, and K. Robbie, Vacuum evaporated porous silicon photonic interference filters, *Applied Optics* **42**, 4212 (2003).
- [146] S. Keshavarzi, A. Kovacs, M. Abdo, V. Badilita, R. Zhu, J. G. Korvink, and U. Mescheder, Porous Silicon Based Rugate Filter Wheel for Multispectral Imaging Applications, *ECS Journal of Solid State Science and Technology* **8**, Q43 (2019).
- [147] S. Ilyas, T. Böcking, K. Kilian, P. J. Reece, J. Gooding, K. Gaus, and M. Gal, Porous silicon based narrow line-width rugate filters, *Optical Materials* **29**, 619 (2007).
- [148] P. G. Verly, Hybrid approach for rugate filter design, *Applied Optics* **47**, C172 (2007).
- [149] V. Reshetnyak, I. Pinkevych, T. Bunning, and D. Evans, Influence of Rugate Filters on the Spectral Manifestation of Tamm Plasmon Polaritons, *Materials* **14**, 1282 (2021).
- [150] W. L. Zhang, F. Wang, Y. J. Rao, and Y. Jiang, Novel sensing concept based on optical Tamm plasmon, *Optics Express* **22**, 14524 (2014).
- [151] B. Auguié, M. C. Fuertes, P. C. Angelomé, N. L. Abdala, G. J. a. A. Soler Illia, and A. Fainstein, Tamm Plasmon Resonance in Mesoporous Multilayers: Toward a Sensing Application, *ACS Photonics* **1**, 775 (2014).

- [152] A. V. Baryshev and A. M. Merzlikin, Approach to visualization of and optical sensing by Bloch surface waves in noble or base metal-based plasmonic photonic crystal slabs, *Applied Optics* **53**, 3142 (2014).
- [153] S. Kumar, P. S. Maji, and R. Das, Tamm-plasmon resonance based temperature sensor in a Ta₂O₅/SiO₂ based distributed Bragg reflector, *Sensors and Actuators A: Physical* **260**, 10 (2017).
- [154] P. S. Maji, M. K. Shukla, and R. Das, Blood component detection based on miniaturized self-referenced hybrid Tamm-plasmon-polariton sensor, *Sensors and Actuators B: Chemical* **255**, 729 (2018).
- [155] W. L. Zhang and S. F. Yu, Bistable switching using an optical Tamm cavity with a Kerr medium, *Optics Communications* **283**, 2622 (2010).
- [156] Y. Gong, X. Liu, H. Lu, L. Wang, and G. Wang, Perfect absorber supported by optical Tamm states in plasmonic waveguide, *Optics Express* **19**, 18393 (2011).
- [157] Z. Yang, S. Ishii, T. Yokoyama, T. D. Dao, M. Sun, T. Nagao, and K. Chen, Tamm plasmon selective thermal emitters, *Optics Letters* **41**, 4453 (2016).
- [158] Z.-Y. Yang, S. Ishii, T. Yokoyama, T. D. Dao, M.-G. Sun, P. S. Pankin, I. V. Timofeev, T. Nagao, and K.-P. Chen, Narrowband Wavelength Selective Thermal Emitters by Confined Tamm Plasmon Polaritons, *ACS Photonics* **4**, 2212 (2017).
- [159] O. Gazzano, S. Michaelis De Vasconcellos, K. Gauthron, C. Symonds, P. Voisin, J. Bellessa, A. Lemaître, and P. Senellart, Single photon source using confined Tamm plasmon modes, *Applied Physics Letters* **100**, (2012).
- [160] C. Symonds, A. Lemaître, P. Senellart, M. H. Jomaa, S. Aberra Guebrou, E. Homeyer, G. Brucoli, and J. Bellessa, Lasing in a hybrid GaAs/silver Tamm structure, *Applied Physics Letters* **100**, (2012).
- [161] R. Brückner, A. A. Zakhidov, R. Scholz, M. Sudzius, S. I. Hintschich, H. Fröb, V. G. Lyssenko, and K. Leo, Phase-locked coherent modes in a patterned metal–organic microcavity, *Nature Photonics* **6**, 322 (2012).
- [162] V. A. Belyakov and S. V. Semenov, Optical edge modes in photonic liquid crystals, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **109**, 687 (2009).
- [163] M. Ozaki, M. Kasano, T. Kitasho, D. Ganzke, W. Haase, and K. Yoshino, Electro-Tunable Liquid-Crystal Laser, *Advanced Materials* **15**, 974 (2003).
- [164] M. I. Barnik, L. M. Blinov, V. V. Lazarev, S. P. Palto, B. A. Umanskii, and N. M. Shtykov, Lasing from photonic structure: Cholesteric-voltage controlled nematic-cholesteric liquid crystal, *Journal of Applied Physics* **103**, (2008).
- [165] I. P. Ilchishin, L. N. Lisetski, and T. V. Mykytiuk, Reversible phototuning of lasing frequency in dye doped cholesteric liquid crystal and ways to improve it, *Optical Materials Express* **1**, 1484 (2011).
- [166] H. Finkelmann, S. T. Kim, A. Muñoz, P. Palffy-Muhoray, and B. Taheri, Tunable Mirrorless Lasing in Cholesteric Liquid Crystalline Elastomers, *Advanced Materials* **13**, 1069 (2001).

- [167] M. O. Ko, S.-J. Kim, J.-H. Kim, B. W. Lee, and M. Y. Jeon, Measurement of Effective Refractive Index of Nematic Liquid Crystal in Fabry-Perot Etalon, *Journal of the Optical Society of Korea* **19**, 346 (2015).
- [168] L. M. Blinov, G. Cipparrone, A. Mazzulla, P. Pagliusi, V. V. Lazarev, and S. P. Palto, Simple voltage tunable liquid crystal laser, *Applied Physics Letters* **90**, (2007).
- [169] Z. Wang, A. K. Mallik, F. Wei, Z. Wang, A. Rout, Q. Wu, and Y. Semenova, Thermo-optic tuning of a nematic liquid crystal-filled capillary whispering gallery mode resonator, *Optics Express* **29**, 23569 (2021).
- [170] L. M. Blinov and R. Bartolino, *Liquid Crystal Microlasers*, 2010 (2010).
- [171] V. I. Kopp, Z.-Q. Zhang, and A. Z. Genack, Lasing in chiral photonic structures, *Progress in Quantum Electronics* **27**, 369 (2003).
- [172] L. M. Blinov, G. Cipparrone, P. Pagliusi, V. V. Lazarev, and S. P. Palto, Mirrorless lasing from nematic liquid crystals in the plane waveguide geometry without refractive index or gain modulation, *Applied Physics Letters* **89**, (2006).
- [173] S. Palto, N. Shtykov, B. Umansky, M. Barnik, and L. Blinov, General properties of lasing effect in chiral liquid crystals, *Opto-Electronics Review* **14**, (2006).
- [174] J. Ortega, C. L. Folcia, G. Sanz-Enguita, I. Aramburu, and J. Etxebarria, Kinetic behavior of light emission in cholesteric liquid crystal lasers: An experimental study, *Optics Express* **23**, 27369 (2015).
- [175] H. Kogelnik and C. V. Shank, Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers, *Journal of Applied Physics* **43**, 2327 (1972).
- [176] K. W. Yoon and N. Y. Ha, Electrically tunable liquid crystal laser using a nanoimprinted indium-tin-oxide electrode as a distributed feedback resonator, *Optics Express* **24**, 516 (2016).
- [177] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity, *Physical Review Letters* **84**, 4184 (2000).
- [178] J. E. Carroll, *Metamaterials: Critique and Alternatives*, by BA Munk: Scope: research monograph. Level: masters degree and above, (2010).
- [179] G. Donzelli, A. Vallecchi, F. Capolino, and A. Schuchinsky, Metamaterial made of paired planar conductors: Particle resonances, phenomena and properties, *Metamaterials* **3**, 10 (2009).
- [180] Y. Ra'di, C. R. Simovski, and S. A. Tretyakov, Thin perfect absorbers for electromagnetic waves: theory, design, and realizations, *Physical Review Applied* **3**, 037001 (2015).
- [181] D. Schurig, J. J. Mock, B. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith, Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies, *Science* **314**, 977 (2006).
- [182] V. Y. Reshetnyak, I. P. Pinkevych, T. J. Sluckin, and D. R. Evans, Cloaking by shells with radially inhomogeneous anisotropic permittivity, *Optics Express* **24**, A21 (2016).

- [183] J. B. Pendry, Negative refraction makes a perfect lens, *Physical Review Letters* **85**, 3966 (2000).
- [184] S. P. Burgos, R. De Waele, A. Polman, and H. A. Atwater, A single-layer wide-angle negative-index metamaterial at visible frequencies, *Nature Materials* **9**, 407 (2010).
- [185] Q.-Y. Wen, H.-W. Zhang, Q.-H. Yang, Z. Chen, Y. Long, Y.-L. Jing, Y. Lin, and P.-X. Zhang, A tunable hybrid metamaterial absorber based on vanadium oxide films, *Journal of Physics D: Applied Physics* **45**, 235106 (2012).
- [186] W.-C. Chen, J. Mock, D. Smith, T. Akalin, and W. J. Padilla, Controlling Gigahertz and Terahertz Surface Electromagnetic Waves with Metamaterial Resonators, *Physical Review X* **1**, 021016 (2011).
- [187] C. M. Soukoulis and M. Wegener, Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials, *Nature Photonics* **5**, 523 (2011).
- [188] R. C. McPhedran, I. V. Shadrivov, B. T. Kuhlmeiy, and Y. S. Kivshar, Metamaterials and metaoptics, *NPG Asia Materials* **3**, 100 (2011).
- [189] S. Yang, P. Liu, M. Yang, Q. Wang, J. Song, and L. Dong, From flexible and stretchable meta-atom to metamaterial: A wearable microwave meta-skin with tunable frequency selective and cloaking effects, *Scientific Reports* **6**, 21921 (2016).
- [190] T. Matsui, S. Taniguchi, K. Yoshida, and H. Murata, Reflection-less frequency-selective microwave metamaterial absorber, *OSA Continuum* **4**, 2351 (2021).
- [191] V. G. Kravets, A. V. Kabashin, W. L. Barnes, and A. N. Grigorenko, Plasmonic surface lattice resonances: a review of properties and applications, *Chemical Reviews* **118**, 5912 (2018).
- [192] R. Borah and S. W. Verbruggen, Coupled plasmon modes in 2D gold nanoparticle clusters and their effect on local temperature control, *The Journal of Physical Chemistry C* **123**, 30594 (2019).
- [193] Y.-G. Bi, J. Feng, J.-H. Ji, F.-S. Yi, Y.-F. Li, Y.-F. Liu, X.-L. Zhang, and H.-B. Sun, Nanostructures induced light harvesting enhancement in organic photovoltaics, *Nanophotonics* **7**, 371 (2017).
- [194] E. Stratakis and E. Kymakis, Nanoparticle-based plasmonic organic photovoltaic devices, *Materials Today* **16**, 133 (2013).
- [195] Q.-D. Ou, H.-J. Xie, J.-D. Chen, L. Zhou, Y.-Q. Li, and J.-X. Tang, Enhanced light harvesting in flexible polymer solar cells: synergistic simulation of a plasmonic meta-mirror and a transparent silver mesowire electrode, *Journal of Materials Chemistry A* **4**, 18952 (2016).
- [196] S. Y. Lim, C. S. Law, F. Bertó-Roselló, L. Liu, M. Markovic, J. Ferré-Borrull, A. D. Abell, N. H. Voelcker, L. F. Marsal, and A. Santos, Tailor-engineered plasmonic single-lattices: Harnessing localized surface plasmon resonances for visible-NIR light-enhanced photocatalysis, *Catalysis Science & Technology* **10**, 3195 (2020).

- [197] S. Li, P. Miao, Y. Zhang, J. Wu, B. Zhang, Y. Du, X. Han, J. Sun, and P. Xu, Recent advances in plasmonic nanostructures for enhanced photocatalysis and electrocatalysis, *Advanced Materials* **33**, 2000086 (2021).
- [198] L. Song, N. Qiu, Y. Huang, Q. Cheng, Y. Yang, H. Lin, F. Su, and T. Chen, Macroscopic orientational gold nanorods monolayer film with excellent photothermal anticounterfeiting performance, *Advanced Optical Materials* **8**, 1902082 (2020).
- [199] K.-T. Lin, H. Lin, and B. Jia, Plasmonic nanostructures in photodetection, energy conversion and beyond, *Nanophotonics* **9**, 3135 (2020).
- [200] H. Wang, L. Yao, X. Mao, K. Wang, L. Zhu, and J. Zhu, Gold nanoparticle superlattice monolayer with tunable interparticle gap for surface-enhanced Raman spectroscopy, *Nanoscale* **11**, 13917 (2019).
- [201] S. Bai, A. Hu, Y. Hu, Y. Ma, K. Obata, and K. Sugioka, Plasmonic superstructure arrays fabricated by laser near-field reduction for wide-range sers analysis of fluorescent materials, *Nanomaterials* **12**, 970 (2022).
- [202] D. Su et al., Ordered gold nanocluster-based plasmonic hotspot arrays for SERS detection of single molecules, *ACS Applied Nano Materials* **5**, 17067 (2022).
- [203] J. S. Pang, I. G. Theodorou, A. Centeno, P. K. Petrov, N. M. Alford, M. P. Ryan, and F. Xie, Tunable three-dimensional plasmonic arrays for large near-infrared fluorescence enhancement, *ACS Applied Materials & Interfaces* **11**, 23083 (2019).
- [204] T. Saito, S. Takahashi, T. Obara, N. Itabashi, and K. Imai, Platinum plasmonic nanostructure arrays for massively parallel single-molecule detection based on enhanced fluorescence measurements, *Nanotechnology* **22**, 445708 (2011).
- [205] T. G. Mayerhöfer and J. Popp, Periodic array-based substrates for surface-enhanced infrared spectroscopy, *Nanophotonics* **7**, 39 (2018).
- [206] X. Yang, Z. Sun, T. Low, H. Hu, X. Guo, F. J. García de Abajo, P. Avouris, and Q. Dai, Nanomaterial-based plasmon-enhanced infrared spectroscopy, *Advanced Materials* **30**, 1704896 (2018).
- [207] S. Piltan and D. Sievenpiper, Plasmonic nano-arrays for enhanced photoemission and photodetection, *JOSA B* **35**, 208 (2018).
- [208] K. Fleischer, O. Ualibek, R. Verre, and I. V. Shvets, Formation of plasmonic nanoparticle arrays—rules and recipes for an ordered growth, *Physica Status Solidi (b)* **253**, 198 (2016).
- [209] B. Gao, G. Arya, and A. R. Tao, Self-orienting nanocubes for the assembly of plasmonic nanojunctions, *Nature Nanotechnology* **7**, 433 (2012).
- [210] Y. Conti, N. Passarelli, J. Mendoza-Carreño, L. Scarabelli, and A. Mihi, Colloidal Silver Nanoparticle Plasmonic Arrays for Versatile Lasing Architectures via Template-Assisted Self-Assembly, *Advanced Optical Materials* **11**, 2300983 (2023).
- [211] R. Rastogi, M. Beggiato, P. M. Adam, S. Juodkazis, and S. Krishnamoorthy, *Nanoplasmonic Arrays with High Spatial Resolutions, Quality, and*

- Throughput for Quantitative Detection of Molecular Analytes* (IntechOpen London, UK, 2019).
- [212] S. Angioletti-Uberti, Theory, simulations and the design of functionalized nanoparticles for biomedical applications: a soft matter perspective, *Npj Computational Materials* **3**, 48 (2017).
- [213] J. Lin, H. Hu, J. Luo, L. Miao, Z. Yang, M. Chen, M. Zhang, and J. Ou, Micro/nanoarrays and their applications in flexible sensors: A review, *Materials Today Nano* **19**, 100224 (2022).
- [214] Y. Hwang, A. R. Ferhan, B. K. Yoon, T. N. Sut, W.-Y. Jeon, D. J. Koo, J. A. Jackman, and N.-J. Cho, Surface engineering of plasmonic gold nanoisland platforms for high-sensitivity refractometric biosensing applications, *Applied Materials Today* **26**, 101280 (2022).
- [215] L.-L. Tay and J. Hulse, *Self-Assembled Plasmonic Array Sensors for Cannabinoids*, in *Optical Sensors* (Optica Publishing Group, 2022), pp. SM4E-6.
- [216] S. K. Ghosh, S. Nath, S. Kundu, K. Esumi, and T. Pal, Solvent and ligand effects on the localized surface plasmon resonance (LSPR) of gold colloids, *The Journal of Physical Chemistry B* **108**, 13963 (2004).
- [217] A. C. Templeton, J. J. Pietron, R. W. Murray, and P. Mulvaney, Solvent refractive index and core charge influences on the surface plasmon absorbance of alkanethiolate monolayer-protected gold clusters, *The Journal of Physical Chemistry B* **104**, 564 (2000).
- [218] S. Underwood and P. Mulvaney, Effect of the solution refractive index on the color of gold colloids, *Langmuir* **10**, 3427 (1994).
- [219] P. Evans, G. Wurtz, W. Hendren, R. Atkinson, W. Dickson, A. Zayats, and R. Pollard, Electrically switchable nonreciprocal transmission of plasmonic nanorods with liquid crystal, *Applied Physics Letters* **91**, (2007).
- [220] J. Müller, C. Sönnichsen, H. Von Poschinger, G. Von Plessen, T. Klar, and J. Feldmann, Electrically controlled light scattering with single metal nanoparticles, *Applied Physics Letters* **81**, 171 (2002).
- [221] S. Khatua, W.-S. Chang, P. Swanglap, J. Olson, and S. Link, Active modulation of nanorod plasmons, *Nano Letters* **11**, 3797 (2011).
- [222] H. Li, S. Xu, Y. Gu, K. Wang, and W. Xu, Active modulation of wavelength and radiation direction of fluorescence via liquid crystal-tuned surface plasmons, *Applied Physics Letters* **102**, (2013).
- [223] A. E. Cetin, A. Mertiri, M. Huang, S. Erramilli, and H. Altug, Thermal tuning of surface plasmon polaritons using liquid crystals, *Advanced Optical Materials* **1**, 915 (2013).
- [224] J. A. Dolan, H. Cai, L. Delalande, X. Li, A. B. Martinson, J. J. De Pablo, D. López, and P. F. Nealey, Broadband liquid crystal tunable metasurfaces in the visible: liquid crystal inhomogeneities across the metasurface parameter space, *Acs Photonics* **8**, 567 (2021).
- [225] M. Decker, C. Kremers, A. Minovich, I. Staude, A. E. Miroshnichenko, D. Chigrin, D. N. Neshev, C. Jagadish, and Y. S. Kivshar, Electro-optical

- switching by liquid-crystal controlled metasurfaces, *Optics Express* **21**, 8879 (2013).
- [226] C. Zou, C. Amaya, S. Fasold, A. A. Muravsky, A. A. Murauski, T. Pertsch, and I. Staude, Multiresponsive dielectric metasurfaces, *ACS Photonics* **8**, 1775 (2021).
- [227] R. Kowerdziej, J. Wróbel, and P. Kula, Ultrafast electrical switching of nanostructured metadvice with dual-frequency liquid crystal, *Scientific Reports* **9**, 20367 (2019).
- [228] S. Xiao, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, V. Drachev, I. Khoo, and V. M. Shalaev, Tunable magnetic response of metamaterials, *Applied Physics Letters* **95**, (2009).
- [229] A. Komar et al., Electrically tunable all-dielectric optical metasurfaces based on liquid crystals, *Applied Physics Letters* **110**, (2017).
- [230] C. Zou, A. Komar, S. Fasold, J. Bohn, A. A. Muravsky, A. A. Murauski, T. Pertsch, D. N. Neshev, and I. Staude, Electrically tunable transparent displays for visible light based on dielectric metasurfaces, *ACS Photonics* **6**, 1533 (2019).
- [231] J. Sautter, I. Staude, M. Decker, E. Rusak, D. N. Neshev, I. Brener, and Y. S. Kivshar, Active tuning of all-dielectric metasurfaces, *ACS Nano* **9**, 4308 (2015).
- [232] J. Bohn, T. Bucher, K. E. Chong, A. Komar, D.-Y. Choi, D. N. Neshev, Y. S. Kivshar, T. Pertsch, and I. Staude, Active tuning of spontaneous emission by Mie-resonant dielectric metasurfaces, *Nano Letters* **18**, 3461 (2018).
- [233] P. A. Kossyrev, A. Yin, S. G. Cloutier, D. A. Cardimona, D. Huang, P. M. Alsing, and J. M. Xu, Electric field tuning of plasmonic response of nanodot array in liquid crystal matrix, *Nano Letters* **5**, 1978 (2005).
- [234] J. Li, Y. Ma, Y. Gu, I.-C. Khoo, and Q. Gong, Large spectral tunability of narrow geometric resonances of periodic arrays of metallic nanoparticles in a nematic liquid crystal, *Applied Physics Letters* **98**, (2011).
- [235] A. Abass, S. R.-K. Rodriguez, T. Ako, T. Aubert, M. Verschuuren, D. Van Thourhout, J. Beeckman, Z. Hens, J. Gómez Rivas, and B. Maes, Active liquid crystal tuning of metallic nanoantenna enhanced light emission from colloidal quantum dots, *Nano Letters* **14**, 5555 (2014).
- [236] M. Dridi and A. Vial, Modeling of metallic nanostructures embedded in liquid crystals: application to the tuning of their plasmon resonance, *Optics Letters* **34**, 2652 (2009).
- [237] Y. Arakawa, S. Kang, H. Tsuji, J. Watanabe, and G. Konishi, The design of liquid crystalline bistolane-based materials with extremely high birefringence, *RSC Advances* **6**, 92845 (2016).
- [238] Y. Arakawa, S. Nakajima, R. Ishige, M. Uchimura, S. Kang, G. Konishi, and J. Watanabe, Synthesis of diphenyl-diacetylene-based nematic liquid crystals and their high birefringence properties, *Journal of Materials Chemistry* **22**, 8394 (2012).

- [239] V. S. Asadchy, I. A. Faniayeu, Y. Ra'Di, S. Khakhomov, I. Semchenko, and S. Tretyakov, Broadband reflectionless metasheets: frequency-selective transmission and perfect absorption, *Physical Review X* **5**, 031005 (2015).
- [240] M. F. Imani, D. R. Smith, and P. del Hougne, Perfect absorption in a disordered medium with programmable meta-atom inclusions, *Advanced Functional Materials* **30**, 2005310 (2020).
- [241] N. I. Landy, S. Sajuyigbe, J. J. Mock, D. R. Smith, and W. J. Padilla, Perfect metamaterial absorber, *Physical Review Letters* **100**, 207402 (2008).
- [242] X. Huang, W. He, F. Yang, J. Ran, B. Gao, and W.-L. Zhang, Polarization-independent and angle-insensitive broadband absorber with a target-patterned graphene layer in the terahertz regime, *Optics Express* **26**, 25558 (2018).
- [243] F. Chen, Y. Cheng, and H. Luo, A broadband tunable terahertz metamaterial absorber based on single-layer complementary gammadion-shaped graphene, *Materials* **13**, 860 (2020).
- [244] Y. Cheng, F. Chen, and H. Luo, Plasmonic chiral metasurface absorber based on bilayer fourfold twisted semicircle nanostructure at optical frequency, *Nanoscale Research Letters* **16**, 1 (2021).
- [245] R. Bilal, M. Baqir, P. Choudhury, M. Naveed, M. Ali, and A. Rahim, Ultrathin broadband metasurface-based absorber comprised of tungsten nanowires, *Results in Physics* **19**, 103471 (2020).
- [246] R. M. H. Bilal, M. A. Baqir, M. Hameed, S. A. Naqvi, and M. M. Ali, Triangular metallic ring-shaped broadband polarization-insensitive and wide-angle metamaterial absorber for the visible regime, *Journal of the Optical Society of America A* **39**, 136 (2021).
- [247] I. S. Maksymov, I. Staude, A. E. Miroschnichenko, and Y. S. Kivshar, Optical yagi-uda nanoantennas, *Nanophotonics* **1**, 65 (2012).
- [248] R. Pratibha, K. Park, I. Smalyukh, and W. Park, Tunable optical metamaterial based on liquid crystal-gold nanosphere composite, *Optics Express* **17**, 19459 (2009).
- [249] J. Xu, R. Yang, Y. Fan, Q. Fu, and F. Zhang, A review of tunable electromagnetic metamaterials with anisotropic liquid crystals, *Frontiers in Physics* **9**, 633104 (2021).
- [250] S. Zhou, Z. Shen, R. Kang, S. Ge, and W. Hu, Liquid crystal tunable dielectric metamaterial absorber in the terahertz range, *Applied Sciences* **8**, 2211 (2018).
- [251] V. Y. Reshetnyak, I. Pinkevych, A. Urbas, and D. Evans, Controlling hyperbolic metamaterials with a core-shell nanowire array, *Optical Materials Express* **7**, 542 (2017).
- [252] M. Abu Aisheh, M. Abutoama, M. J. Abuleil, and I. Abdulhalim, Fast tunable metamaterial liquid crystal achromatic waveplate, *Nanophotonics* **12**, 1115 (2023).
- [253] J.-F. Lv, F.-Y. Meng, K. Zhang, J.-Q. Han, Y.-H. Liu, C. Ding, and Q. Wu, Tunable liquid crystal metamaterial filter with polarization-insensitive characteristic, *Liquid Crystals* **49**, 1338 (2022).

- [254]L. M. Blinov and V. G. Chigrinov, *Electrooptic Effects in Liquid Crystal Materials* (Springer Science & Business Media, 2012).
- [255]A. Rapini and M. Papoular, Distorsion d'une lamelle nématique sous champ magnétique conditions d'ancrage aux parois, *Le Journal de Physique Colloques* **30**, C4 (1969).
- [256]H. Zhou, E. P. Choate, and H. Wang, Optical Fredericks transition in a nematic liquid crystal layer, *Liquid Crystalline Polymers: Volume 2—Processing and Applications* 265 (2015).
- [257]W. Alexiewicz, S. Kielich, and L. Wołejko, Ensemble Averages Calculated for Two-Dimensional Smoluchowski-Debye Rotational Diffusion in DC Electric Field, *Acta Physica Polonica A* **85**, 959 (1994).
- [258]V. Chigrinov, S. Pikin, A. Verevochnikov, V. Kozenkov, M. Khazimullin, J. Ho, D. D. Huang, and H.-S. Kwok, Diffusion model of photoalignment in azo-dye layers, *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* **69**, 061713 (2004).
- [259]A. D. Kiselev, V. G. Chigrinov, and H.-S. Kwok, Kinetics of photoinduced ordering in azo-dye films: Two-state and diffusion models, *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* **80**, 011706 (2009).
- [260]L. Komitov, G. Barbero, I. Dahl, B. Helgee, and N. Olsson, Controllable alignment of nematics by nanostructured polymeric layers, *Liquid Crystals* **36**, 747 (2009).
- [261]E. Ouskova, Y. Reznikov, S. Shiyanovskii, L. Su, J. L. West, O. Kuksenok, O. Francescangeli, and F. Simoni, Photo-orientation of liquid crystals due to light-induced desorption and adsorption of dye molecules on an aligning surface, *Physical Review E* **64**, 051709 (2001).
- [262]V. Romanov and G. Sklyarenko, Threshold effects in homeotropically oriented nematic liquid crystals in an external electric field, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **89**, 288 (1999).
- [263]P.-P. Chao, Y.-Y. Kao, and C.-J. Hsu, A new negative liquid crystal lens with multiple ring electrodes in unequal widths, *IEEE Photonics Journal* **4**, 250 (2012).
- [264]H. Warlimont and W. Martienssen, *Springer Handbook of Materials Data* (Springer, 2018).
- [265]A. Buka and N. Éber, *Flexoelectricity in Liquid Crystals: Theory, Experiments and Applications* (World Scientific, 2012).
- [266]V. Tkachenko, G. Abbate, A. Marino, F. Vita, M. Giocondo, A. Mazzulla, F. Ciuchi, and L. D. Stefano, Nematic liquid crystal optical dispersion in the visible-near infrared range, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **454**, 263 (2006).
- [267]H. Kogelnik, Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings, *Bell System Technical Journal* **48**, 2909 (1969).
- [268]A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals* (Wiley-Interscience, 2002).

- [269]A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices, *Applied Optics* **37**, 5271 (1998).
- [270]C.-Y. Chang, Y.-H. Chen, Y.-L. Tsai, H.-C. Kuo, and K.-P. Chen, Tunability and Optimization of Coupling Efficiency in Tamm Plasmon Modes, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **21**, 262 (2015).
- [271]P. García Parejo and A. Álvarez-Herrero, Liquid crystals for space instrumentation: optical properties of liquid crystal mixtures for polarimeters, *Optical Materials Express* **9**, 2681 (2019).
- [272]N. M. Shtykov and S. P. Palto, Modeling laser generation in cholesteric liquid crystals using kinetic equations, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **118**, 822 (2014).
- [273]R. Borah, R. Ninakanti, S. Bals, and S. W. Verbruggen, Plasmon resonance of gold and silver nanoparticle arrays in the Kretschmann (attenuated total reflectance) vs. direct incidence configuration, *Scientific Reports* **12**, 15738 (2022).
- [274]I. Yakovkin, M. Ledney, and V. Reshetnyak, *Tuning of Localized Surface Plasmon Resonance in Arrays of Gold Nanospheres by Reorientation of Liquid Crystals*, in *20th Optics of Liquid Crystals Conference* (Szczecin, Poland, 2023).
- [275]J.-P. Bérenger, *Perfectly Matched Layer (PML) for Computational Electromagnetics* (Springer Nature, 2022).
- [276]R. Dąbrowski, P. Kula, and J. Herman, High birefringence liquid crystals, *Crystals* **3**, 443 (2013).
- [277]P. B. Johnson and R.-Wjp. Christy, Optical constants of the noble metals, *Physical Review B* **6**, 4370 (1972).
- [278]K. Kolwas and A. Derkachova, Impact of the interband transitions in gold and silver on the dynamics of propagating and localized surface plasmons, *Nanomaterials* **10**, 1411 (2020).
- [279]M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W., *Applied Optics* **24**, 4493 (1985).
- [280]P. Pasunoori and A. E. Engin, *Automated Dielectric Constant and Loss Tangent Characterization Using Cavity Resonators*, in *2011 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility* (IEEE, 2011), pp. 509–513.

ДОДАТОК А. СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ
ДИСЕРТАЦІЇ

**Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати
дисертації**

- [1] I. Yakovkin, A. Lesiuk, M. Ledney, and V. Reshetnyak, Director orientational instability in a planar flexoelectric nematic cell with easy axis gliding, *Journal of Molecular Liquids* **363**, 119888 (2022).
- [2] I. Yakovkin and M. Ledney, Electrically induced orientational instability of the director in a homeotropic nematic liquid crystal cell and its effect on surface plasmon oscillations, *Phase Transitions* **97**, 394 (2023).
- [3] I. Yakovkin and V. Reshetnyak, Liquid crystal-enabled tunability of Yagi-Uda antenna resonant properties, *Journal of Optical Microsystems* **3**, 041203 (2023).
- [4] I. Yakovkin and V. Reshetnyak, Controlling plasmon resonance of gold and silver nanoparticle arrays with help of liquid crystal, *Photonics* **10**, 1088 (2023).
- [5] I. Yakovkin, V. Reshetnyak, T. Bunning, and D. Evans, Tunable THz absorbers based on LC-tuned Yagi-Uda antennas, *Liquid Crystals* **51**, 2241 (2024).
- [6] I. Yakovkin, M. Ledney, V. Y. Reshetnyak, I. Pakamoryte, and P. J. Hands, Modeling of laser generation in a Fabry–Pérot-Tamm structure with a nematic liquid crystal layer, *Journal of Applied Physics* **135**, (2024).
- [7] I. Yakovkin and M. Ledney, Electrocontrol over surface plasmon oscillations in a homeotropic nematic liquid crystal cell, *Ukrainian Journal of Physics* **69**, 417 (2024).

Наукові праці, що засвідчують апробацію матеріалів дисертації

- [8] I. Yakovkin and M. Ledney, *Surface Plasmon Oscillations Control by Nematic Liquid Crystal Reorientation*, in *10th Jubilee International Conference “Nanotechnologies and Nanomaterials NANO-2022”* (Lviv, Ukraine, 2022).
- [9] I. Yakovkin, A. Lesiuk, M. Ledney, and V. Reshetnyak, *Oriental Instability of the Director in a Planar Flexoelectric Nematic Cell with Easy Axis Gliding*, in *International Symposium on Dielectric Materials and Applications ISyDMA’7* (Poznań, Poland, 2022).
- [10] I. Yakovkin and M. Ledney, *Hysteresis of Surface Plasmon Polariton Effective Index Induced by Liquid Crystal Reorientation*, in *International Symposium on Dielectric Materials and Applications ISyDMA’7* (Poznań, Poland, 2022).
- [11] I. Yakovkin, M. Lednei, V. Reshetnyak, I. Pakamoryte, and P. Hands, *Laser Generation in a Tamm Plasmon Structure Controlled by a Nematic Liquid*

- Crystal*, in *SPIE Photonics Europe: Liquid Crystals Optics and Photonic Devices*, Vol. 13016 (Strasbourg, France, 2024), pp. 131–134.
- [12] I. I. Yakovkin, V. Y. Reshetnyak, T. J. Bunning, and D. R. Evans, *Electro-Optic Tuning of Terahertz Yagi-Uda Antenna Arrays through Liquid Crystal Reorientation*, in *SPIE Photonics Europe: Liquid Crystals Optics and Photonic Devices*, Vol. 13016 (Strasbourg, France, 2024), pp. 7–9.
- [13] I. I. Yakovkin, V. Yu. Reshetnyak, H. F. Gleeson, T. J. Bunning, and D. R. Evans, *Controlling Reflection and Absorption of Antennae Array in THz Using Liquid Crystals and Liquid Crystal Elastomers*, in *29th International Liquid Crystal Conference* (Rio de Janeiro, Brazil, 2024).
- [14] I. Yakovkin, M. Ledney, and A. Nych, *Modeling the Kinetics of Auto-Oscillations in a Nematic Liquid Crystal Cell with Photoaligning in an Azo-Dye Layer on a Substrate*, in *The 4th International Online Conference on Crystals* (Online, 2024).