

І.П. ІЛЬЧИШИН, Є.О. ТИХОНОВ

Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки, 46, Київ 03680; e-mail: ilchyshynigor@gmail.com)**ЯК ЛАЗЕРНА ФІЗИКА ПРИВЕЛА
ОПТИКУ В СВІТ ФОТОННИХ КРИСТАЛІВ?¹**

УДК 539

Представлено скорочений огляд авторських досліджень, з наголосом на локалізацію фотонів у спіральній структурі хірального рідкого кристала (ХРК), що була вперше експериментально зареєстрована авторами. Аналіз спектральних і генераційних характеристик лазерів з розподіленим зворотним зв'язком (РЗЗ) на основі природних ХРК (тип 1) і лазерів на основі хіральных нематиків (тип 2), привів до висновку: модель фотонного кристала, яка придатна для опису механізму генерації ХРК лазерів типу 2, непридатна для ХРК лазера типу 1. Про це свідчить відсутність смуг генерації на протилежних краях смуги селективного відбивання (СВ), а натомість лінія генерації розміщена по її центру. В даному контексті показано, що при суміщенні смуги СВ ХРК з максимумом смуги флуоресценції лазерного барвника, лінія генерації співпадає з центром смуги СВ з похибкою (± 1 нм). При товщинах шарів в ХРК лазерах обох типів, при яких зберігається якісна планарна текстура (до 50 мкм) і досягаються низькі пороги генерації, спостерігається суттєва відмінність їх оптичних характеристик. А саме – спектр СВ ХРК для лазера типу 1 описується наближено профілем Лоренца, тоді як контур СВ ХРК лазера типу 2 має профіль, характерний для пропускання багатошарових діелектричних дзеркал. Відповідно причини відмінностей в оптичних і лазерних характеристиках для ХРК лазерів обох типів розглянуті з використанням моделей генерації – РЗЗ і фотонних кристалів.

Ключові слова: хіральний рідкий кристал, планарна текстура, фотонний кристал, спектр пропускання, флуоресценція, спектри генерації.

1. Вступ

Дослідження спонтанного випромінювання в умовах періодичної структури, сумірної з довжиною хвилі в оптичному діапазоні, здавна становили інтерес для фізики, однак вони стримувались складністю експериментальної перевірки. В 1972 р. Биков [1] теоретично розглянув умови випромінювання атома в періодичній структурі. Автор знайшов суттєве зростання часу життя для випромінювання атома з частотами в межах забороненої зони періодичної структури. В 1974 р. Дрегер і Шомбург [2] експериментально дослідили флуоресценцію домішкових молекул в умовах природної періодичної структури ХРК при реєстрації флуоресценції вздовж осі спіралі. В цих експериментах було підтверджено теоретичне передбачення [1] про зростання часу випромінювання флуоресценції для частот у межах забороненої зони. Автори [2] визначили зростання часу випромінювання для різних ліній флуоресценції молекул тетра-

фену в ХРК від 6% для $\lambda = 386$ нм до 66% для $\lambda = 410$ нм.

Поняття фотонного кристала ввійшло в літературу з роботою Яблоновича [3], який передбачив умовою існування такого кристала гасіння флуоресценції в межах забороненої зони періодичної структури і локалізацію фотонів у цій структурі. Наголошено, що умовою існування фотонного кристала являється певна висока глибина модуляції основного параметра періодичної структури.

Слід зауважити, що явище локалізації фотонів в періодичній структурі ХРК, яке проявляється у гасінні флуоресценції в напрямку вздовж осі спіралі на частотах СВ, вперше було зареєстровано в наших роботах [4, 5] разом з ефектом лазерної генерації в домішкових ХРК. Це відбулося значно раніше роботи Яблоновича [3] і експеримен-

¹ Ця стаття написана за матеріалами, що були представлені на ХХІV Міжнародній Школі-семінарі імені Галини Пучковської “Спектроскопія молекул і кристалів” (25–30 серпня 2019 р., Одеса, Україна).

ту [6], на який він посилався. Отримання лазерної генерації на природному структурованому матеріалі, яким являється ХРК [4], дало можливість створити низько-пороговий мікролазер, з активним середовищем, яке має довільну площу і кривизну. Такі лазери розглядаються перспективними для розробки дисплеїв підвищеної яскравості, здатних відображати інформацію в умовах яскравого освітлення.

Дотепер дослідження ХРК лазерів, як елементів яскравих новітніх дисплеїв, ведуться в наукових центрах і на нинішній час досягнуто ряд вагомих результатів на нових ХРК-матеріалах [7–9], відносно розширення діапазону перестроювання частоти генерації [10], в тому числі методів її перестроювання [11, 12], щодо шляхів підвищення енергетичного виходу ХРК лазера [13–15] і динаміки деградації його активного елемента [16].

В останні роки активно досліджуються ХРК лазери з дефектами в спіральній структурі, які призводять до появи дефектних мод в забороненій зоні. Сучасна теорія лазерної генерації в фотонних ХРК передбачає, що при певних типах дефектів спіральної структури в залежності від співвідношення між товщиною дефектного шару і загальною товщиною ХРК, в спектрі СВ можуть виникати один або декілька “провалів”, які і створюють умову збудження генерації всередині смуги СВ [17]. Результати сучасних досліджень ХРК лазерів представлені в оглядах [18–22].

Розвиток представлень про механізм лазерної генерації на спіральній структурі ХРК базувався спочатку на моделі РЗЗ-лазера з лінійною періодичною структурою [23] та її модифікаціями для спіральної структури [24, 25]. Згодом механізм генерації ХРК лазера був доповнений моделлю фотонних кристалів [26, 27, 18], згідно з якою в нематиках з індукованою спіраллю (індукованих ХРК) пороги генерації є мінімальними на краях забороненої зони (смуги СВ), а в її межах генерація можлива лише при наявності дефекту в спіральній структурі. Дослідження ХРК лазерів на основі ефірів холестерину, для яких характерно мале двопронезаломлення і мала глибина модуляції спіральної періодичної структури показало хорошу відповідність з теоретичними висновками [23–25], а саме; спектр генерації розміщений по центру смуги СВ і його положення не міняється з ростом інтенсивності збудження; згідно з теорі-

єю [25] відбувається сильна селекція поздовжніх мод (не більше трьох); внаслідок відносно сильного зв'язку хвиль, які поширюються в протилежних напрямках у такій структурі [23] майже на порядок зменшується енергетична ефективність лазера; спостерігається сильна залежність порога генерації від товщини активного шару.

З появою моделі фотонних кристалів, в ряді робіт [20, 27] висловлювалось твердження, що і в ХРК лазері на природній спіральній структурі (лазер типу 1), механізм генерації може описуватись цією ж моделлю, а спостережувана генерація по центру смуги СВ є результатом неякісної дефектної планарної текстури [27], відповідно, в спектрі генерації повинен спостерігатися дублет [20].

З метою вирішення дискусійного питання стосовно спектрів генерації ХРК лазера (типу 1) ми детально вивчали оптичні характеристики планарних текстур ХРК на основі ефірів холестерину і індукованих ХРК, включно з пропусканням і флуоресценцією їх чистих та домішкових шарів. Ми також вивчали спектри генерації ХРК лазерів, з природною спіральною структурою (тип 1) і з індукованою (тип 2) з метою виявлення зв'язку між ними і оптичними характеристиками ХРК різних типів.

2. Експерименти та їх обговорення

Як матриця ХРК типу 1 використовувалась 3-компонентна суміш ефірів холестерину такого складу: 40% текону-20 (холестерил олеат), 35% холестерил пеларгонату і 25% холестерил хлориду з температурною зміною кроку спіралі ≈ 3 нм/град. Суміш ХРК активувалась 3-диметиламінобензантроном і феноленоновим барвником Ф490 (виробництво НПОПСК, Долгопрудний, РФ) з ваговою концентрацією 0,3%. Суміш ХРК мала ліве закручування спіралі з максимумом смуги СВ ≈ 600 нм. Величина двопронезаломлення в даній 3-компонентній суміші ефірів холестерину становить $\approx 0,04$. Товщина шару активованого барвником холестерика в орієнтованому зразку планарної текстури становила 40–45 мкм. Планарна текстура створювалась за допомогою стандартної технології [5, 28].

Як матриця індукованого ХРК використовувалась суміш 37% текону 20 + 63% нематика ЖК-654 (виробництво НПОПСК, Долгопрудний, РФ). Індукований ХРК активувався барвником Ф490. Концентрація барвника становила 0,2%, а товщи-

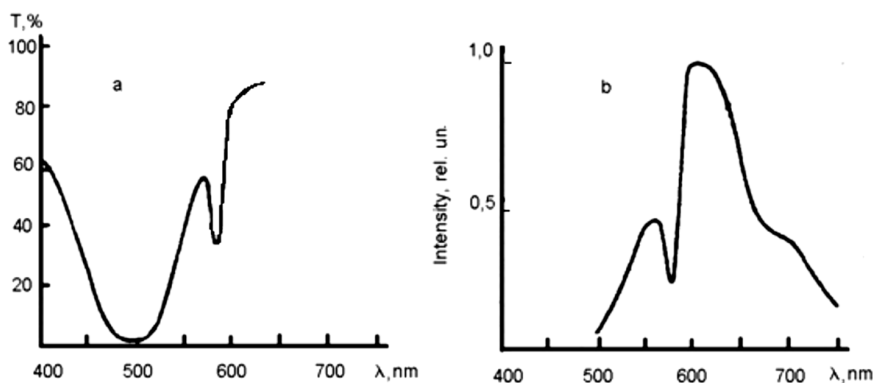


Рис. 1. Перше спостереження локалізації фотонів в періодичній структурі стероїдного ХПК: спектр пропускання домішкового ХПК при товщині шару 40 мкм (а); спектр флуоресценції цього ж зразка в напрямку вздовж осі спіралі для дифрагуючої кругової поляризації (b)

на шару планарної текстури – 30 мкм. Максимум спектра СВ індукованого ХПК також знаходився в області 600 нм.

Особливістю сумішей ефірів холестерину є їх висока в'язкість, тому для їх орієнтації крім наявності структурованих орієнтуючих підкладок використовується відносний їх зсув в напрямку натирання [25]. Технологія створення планарної текстури з віссю спіралі, перпендикулярною до орієнтуючих поверхонь, включала натирання шару поліімідного лаку (ПАК, товщина < 1 мкм), нанесеного на скляну або кварцеву підкладку поверх шару прозорого електрода (ІТО), і їх подальшим взаємним зсувом в напрямку натирання при температурі, близькій до температури фазового переходу після заповнення зразка. Для створення планарної текстури індукованих малов'язких ХПК використовувались тільки структуровані орієнтуючі підкладки.

Спектри пропускання планарних текстур ХПК досліджувались на спектрофотометрах СФ-20 і СФ-10, спектри флуоресценції на спектрометрі МРФ-4 "Hitachi". Як відомо, при дослідженні флуоресценції на спектрометрі з класичною схемою збудження, на відміну від сучасних з ССД-матрицями, зразок розміщується під кутом 45° до збуджуючого випромінювання і відповідно випромінювання флуоресценції реєструється під цим же кутом до осі спіралі при дослідженні домішкових ХПК. Оскільки положення смуги СВ в ХПК залежить від кута спостереження, під таким кутом вона значно зміститься в короткохвильовий бік і ви-

йде з області частот спектра флуоресценції барвника. Тому для реєстрації випромінювання флуоресценції в напрямку вздовж осі спіралі ХПК потрібно було використовувати розроблену спеціальну дзеркальну приставку. При дослідженні флуоресценції домішкових ХПК використовувався також лінійний поляризатор з ахроматичною чвертьхвильовою пластинкою для аналізу циркулярно поляризованого випромінювання.

Характеристики генерації досліджувались на типовій експериментальній установці. Оптична накладка ХПК лазера проводилась другою гармонікою ($\lambda = 530$ нм) лазера на неодимовому склі з модуляцією добротності і тривалістю імпульса ≈ 20 нс. Випромінювання другої гармоніки направляли лінзою з фокусом 21 см на комірку з планарно орієнтованим домішковим ХПК в промінні діаметром $\sim 0,5$ мм, при цьому співвідношення діаметр/товщина шару ХПК було $\approx 11,1$. Енергія імпульса накачки змінювалась ступеневе і контролювалась лазерним калориметром. Максимальна розрахункова інтенсивність накачки не перевищувала ≈ 27 МВт/см². Спектри лазерної генерації формувались в фокальній площині спектрографа з оберненою дисперсією 0,6 нм/мм та реєструвались відеокамерою на моніторі ПК.

На рис. 1, а, наведено спектр пропускання зразка ХПК типу 1 на основі суміші ефірів холестерину, активованого 3-диметиламіно бензантроном. Мінімум в області 580 нм зумовлено спектром СВ спіральної структури ХПК, а мінімум в області 480 нм – смугою поглинання барвника. При дослі-

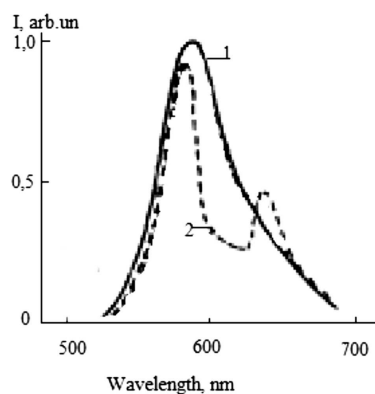


Рис. 2. Спектри флуоресценції домішкового індукованого ХРК-суміш ЖК-654 + 36% текон-20: реєстрація під кутом 45° до осі спіралі (1); реєстрація вздовж осі спіралі для лівої кругової поляризації (2). Товщина шару ХРК – 30 мкм

дженні флуоресценції домішкового ХРК її спектр зазнає суттєвої деформації в залежності від геометрії реєстрації і аналізованої поляризації. При реєстрації флуоресценції під кутом $\approx 45^\circ$ до осі спіралі – випромінювання практично повністю деполаризоване і спектр випромінювання не відрізняється від спектра флуоресценції барвника в ізотропній розчині. При реєстрації в напрямку осі спіралі ХРК для дифрагуючої кругової поляризації, контур флуоресценції деформується, як показано на рис. 1, *b*. Видно, що в спектрі флуоресценції з'являється провал, співпадаючий по частотній області зі спектром СВ матриці ХРК. Для недифрагуючої правої кругової поляризації деформація в спектрі флуоресценції відсутня, як і при реєстрації під кутом 45° до осі спіралі ХРК.

Аналогічна деформація відбувається і в спектрі флуоресценції індукованого ХРК на основі суміші нематика ЖК-654 і 37% текон-20. В цьому випадку, як показано на рис. 2, (крива 1) при реєстрації під кутом $\approx 45^\circ$ до осі спіралі випромінювання практично повністю деполаризоване і спектр випромінювання не відрізняється від спектра барвника в ізотропній рідині. При реєстрації випромінювання в напрямку осі спіралі індукованого ХРК, (рис. 2, крива 2) поляризація смуги зростає і ступінь поляризації становить 0,29 при ступені впорядкування практично повністю деполаризоване і спектр випромінювання не відрізняється від спектра барвника в такій матриці $S = 0,25$. Як видно з рис. 2, для дифрагуючої кругової поляризації контур смуги флуоресценції деформується провалом, який співпадає по частотній області зі спектром СВ матриці ХРК.

Дослідження форми спектрів пропускання стереїдних ХРК, показує чітку залежність ширини смуги СВ від якості планарної текстури. Краща орієнтація спостерігалася на підкладках, покритих шаром прозорих електродів (ІТО) і поверх цього шару – поліімідним лаком (ПАК), як і в [25]. Якість планарної текстури впливає на їх спектри пропускання, перш за все на ширину смуги СВ і інтенсивність відбивання в максимумі. Для планарних текстур, утворених з використанням скляних і кварцевих підкладок з нанесеним на них шаром прозорих електродів і шаром поліімідного лаку, півширина смуги СВ становить $\approx 22 - 24$ нм для використовуваної суміші стереїдних ХРК. Для стереїдних ХРК якісна планарна текстура зберігається при товщинах до 50–55 мкм. При такій планарній текстурі в спектрі лазерної генерації спостерігається чітка модова структура, яка в протилежному випадку перетворюється в дифузну смугу генерації. Необхідно відзначити, що наявність прозорого електрода (ІТО) на орієнтуючій підкладці впливає лише на впорядкування планарної текстури, що проявляється в ширині смуги СВ і її дифракційній ефективності. Лазерна генерація поза смугою СВ, в умовах неселективного резонатора, створеного прозорими електродами з коефіцієнтами відбивання $R = 8 - 10\%$ не виникала у всьому діапазоні інтенсивностей збудження аж до руйнування зразка.

Для індукованого ХРК якісна планарна текстура зберігалася при товщинах зразків до 30 мкм, при цій товщині також реєструвався мінімальний поріг генерації. Як видно з рис. 6, *b*, півширина смуги СВ становить ≈ 59 нм.

Таким чином, порівняльні дослідження спектрів лазерної генерації проводились на якісних зразках планарної текстури в обох типах домішкових ХРК і контролювалася як по ширині смуги СВ, так і по неселективному розсіянні за її межами, яке було менше від 1%. Ще у перших експериментах по лазерній генерації в стереїдних ХРК [4, 5] нами було встановлено, що спектр генерації розміщений всередині смуги СВ, близько до її центра і при температурній зміні кроку спіралі частота генерації також плавно перестроюється, знаходячись всередині смуги СВ ХРК. Це відповідає моделі зв'язаних хвиль для генерації в періодичній структурі [20]. Другої смуги генерації, характерної для моделі фотонних кристалів, не спостерігалось ні при

яких обставинах, при варіюванні положення смуги СВ в межах смуги флуоресценції барвника, шляхом зміни вагового складу компонент ХРК.

Для достовірної перевірки відповідності механізму генерації в ХРК певній моделі, ми вивели смуги СВ, як природного, так і індукованого ХРК в область максимуму флуоресценції домішкового барвника, яким в обох типах ХРК був барвник Ф490. На рис. 3 (крива 1) наведено спектр пропускання природного ХРК. Як видно, смуга СВ (мінімум в області 600 нм) знаходиться в області максимуму спектра флуоресценції барвника (крива 2). Таке розміщення забезпечує максимальне підсилення в межах смуги СВ, створюючи оптимальні умови для генерації двох ліній (смуг), які згідно з моделлю фотонних кристалів повинні генеруватися в межах ± 11 нм симетрично до максимуму (≈ 600 нм, з півшириною ≈ 22 нм).

Однак другої смуги генерації не було зареєстровано в широких межах інтенсивності збудження від порогової ($I_{пор.}$) до рівня, при якому відбувається термодеструкція зразка ($\sim 1000I_{пор.}$). Натомість в спектрі генерації виникає одна смуга, що складається з трьох ліній в широкому діапазоні інтенсивностей збудження (рис. 4). Центральна лінія цієї смуги ($\lambda = 603$ нм) з точністю експерименту (± 1 нм) співпадає з $\lambda_{бр}$ смуги СВ = 602 нм.

Таким чином, в даному експерименті при реалізації максимального підсилення в ХРК, отримуємо точне співпадіння частоти генерації з частотою Брегга періодичної структури, що передбачає теорія Когельника-Шенка [20] для випадку, коли підсилення перевищує рівень зв'язку між прямою і зворотною хвилями періодичної структури.

Як видно з рис. 4, спектр лазерної генерації стероїдного ХРК, складається з трьох ліній, центральна з яких відповідає довжині хвилі Брегга, а дві бокових є поздовжніми модами з індексами $N = +1$ і $N = -1$. Зазначимо, що в умовах експерименту, при товщині шару ХРК 45 мкм пороги генерації поздовжніх мод з індексами $N = +1$ і $N = -1$ є досить низькими і лише на $\approx 10\%$ перевищують поріг генерації основної Бреггівської моди. Відстань між поздовжніми модами в ХРК лазері, як і в лазерах на основі інтерферометра Фабрі-Перо визначається $\Delta\lambda \approx \lambda^2/2nL$, де λ – довжина хвилі основної моди, n – середній показник заломлення ХРК, L – товщина активного шару. При $\lambda = 600$ нм, $n = 1,53$, $L = 45$ мкм і

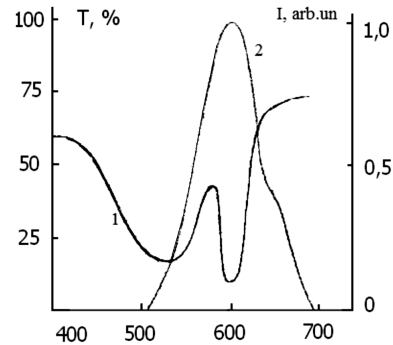


Рис. 3. Спектр пропускання домішкового стероїдного ХРК – 3-компонентна суміш похідних холестерину+ барвник Ф490- для дифрагуючої кругової поляризації (1); спектр флуоресценції цього ж зразка для недифрагуючої кругової поляризації (2). Товщина шару 45 мкм

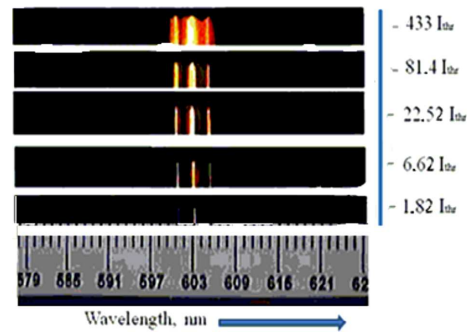


Рис. 4. Спектри лазерної генерації зразка стероїдного ХРК, наведеного на рис. 3 при варіації інтенсивності збудження. Товщина шару 45 мкм

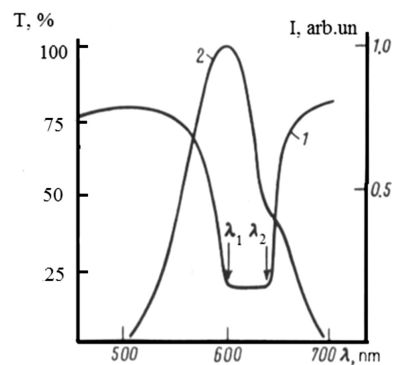


Рис. 5. Спектр пропускання чистого індукованого ХРК (суміш ЖК-654 + 36% текон-20) для дифрагуючої кругової поляризації (1); спектр флуоресценції барвника Ф490 в цій суміші для не дифрагуючої кругової поляризації (2). Товщина шару 30 мкм. Стрілками показано положення ліній лазерної генерації

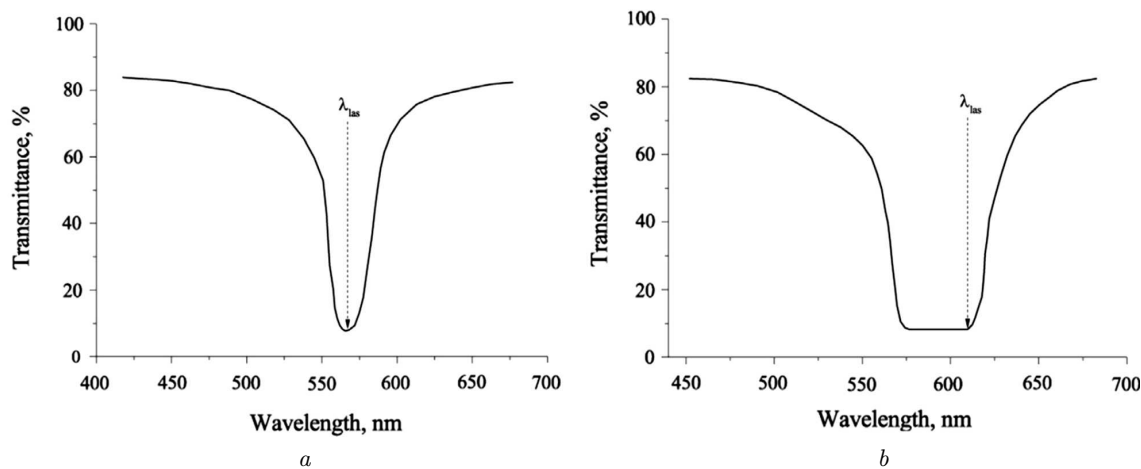


Рис. 6. Стрілками показано положення ліній лазерної генерації відносно смуги СВ для природного (а) і індукованого ХРК (b) при оптимальних по порозу генерації товщинах шарів планарної текстури. Дифрагуюча кругова поляризація. Товщини шарів 45 мкм (а) і 30 мкм (b)

$\Delta\lambda = 2,6$ нм, загальна ширина спектра генерації становить $\approx 5,2$ нм. За таких умов величина підсилення для вказаних мод практично однакова внаслідок широкої смуги флуоресценції барвника (відповідно підсилення) (рис. 3). Характер спектрів генерації, наведених на рис. 4, свідчить про відсутність дублета, на центральній (Брегівській) лінії, так і на бокових модах, що не підтверджує гіпотезу, висловлену в роботі [20], для пояснення причини генерації по центру смуги СВ в стероїдних ХРК.

Стосовно гіпотези про наявність дефекту спіральної структури в стероїдних ХРК, як причини генерації в межах смуги СВ [27], внаслідок відносно великої товщини 45 мкм проти 10–15 мкм для індукованих ХРК зазначимо таке. Як було встановлено в наших експериментах [4, 5, 13], а також в роботах інших авторів [25, 26], однорідність спіральної структури у в'язких сумішах ефірів холестерину зберігається до товщин ≈ 50 мкм. Нами, як вказано вище, якість планарної текстури контролювалась по ширині смуги СВ і величині розсіяння за її межами. Експерименти по лазерній генерації проводились на якісних планарних текстурах плоско-паралельних шарів ХРК, які різко відрізнялись від неякісних текстур більшою в 1,3–1,5 разів шириною смуги СВ та зростанням порогів лазерної генерації до недосяжного рівня.

В роботі [30] ми створювали дефект у спіральній структурі стероїдного ХРК шляхом кутового роз-

вороту орієнтуючих підкладок. При цьому в спектрі селективного пропускання при певних умовах міг виникнути провал в межах смуги СВ і лазерна генерація відбувалась на частотах цього провалу. Таким чином, дефект в спіральній структурі стероїдного ХРК можна діагностувати як по аномальному розширенні смуги СВ, так і по наявності провалу в спектрі пропускання на частотах СВ. Таких особливостей в використовуваних нами для лазерної генерації планарних текстурах стероїдних ХРК не спостерігалось, тому гіпотеза роботи [27] не одержує підтвердження.

На рис. 5 (крива 1) наведено смугу СВ індукованого ХРК без домішки барвника і спектр флуоресценції в ньому цього ж барвника Ф490 (крива 2). Як видно, максимум флуоресценції зміщується на 4 нм в довгохвильовий бік у порівнянні зі стероїдним ХРК і становить 599 нм. При такому розміщенні спектра СВ максимум флуоресценції співпадає з лівим (короткохвильовим) краєм спектра СВ. Довжина хвилі Бреґга, визначена на рівні півширини смуги СВ, становить 608 нм, а її півширина – 59 нм. За таких умов на зразку індукованого ХРК товщиною 30 мкм ми отримали двосмугову лазерну генерацію з центральними довжинами хвиль $\lambda_1 = 592$ нм і $\lambda_2 = 638$ нм, що відповідає краєм смуги СВ індукованого ХРК.

Виведення смуги СВ індукованого ХРК в область максимуму флуоресценції домішкового барвника при досить вузькій смузі СВ дозволило

реалізувати двосмугову генерацію, яка відбувається на краях забороненої зони. При використанні більш ефективної, ніж похідна холестерину, закручуючої домішки, зростає ширина смуги СВ індукованого ХРК, яка стає співмірною з шириною смуги флуоресценції барвника. І тоді залишається одна смуга генерації з більш низьким порогом збудження, що виникає лише на одному з країв смуги СВ, але поза межами його широкого плато. Як видно з рис. 5, лазерна генерація в індукованому ХРК може відповідати моделі фотонних кристалів [26, 27], оскільки демонструє заборону на поширення випромінювання в межах плато смуги СВ для даного класу матеріалів з просторовою модуляцією показника заломлення.

Приведені відмінності в розміщенні спектрів лазерної генерації по відношенню до смуги СВ для стероїдних і індукованих ХРК були виявлені при оптимальних товщинах шарів планарної текстури, коли досягаються мінімальні пороги генерації. Вони корелюють зі спектрами селективного пропускання чистих шарів ХРК при вказаних умовах (рис. 6). Основна відмінність спектра пропускання природного ХРК (рис. 6, а) від індукованого полягає у відсутності плато в максимумі СВ. Дослідження спектрів СВ в залежності від товщини, для обох типів ХРК показали, що в індукованих ХРК плато в спектрі пропускання з'являється уже при товщинах шарів 5–10 мкм, тоді як в природних ХРК гострий максимум в пропусканні спостерігається навіть для товщин шарів >100 мкм, при яких уже порушується орієнтація осі спіралі. Подібні дані по формі спектрів пропускання природних ХРК підтверджуються дослідженнями інших авторів [28, 29].

Відсутність плато в смузі СВ природних ХРК показує, що в межах півширини смуги СВ не існує повного відбивання, на відміну від індукованих ХРК, що і підтверджується виникненням лазерної генерації в межах смуги СВ.

3. Заключні висновки

1. Гасіння флуоресценції на частотах селективного відбивання ХРК вказує на локалізацію фотонів цих частот в межах спектра відбивання або в межах забороненої зони в випадку виникнення фотонного кристала.

2. Співпадіння смуги генерації з центром смуги СВ в ХРК лазері при максимальному підсиленні

свідчить про його функціонування згідно з моделлю розподіленого зворотного зв'язку. Про це свідчить і більш сильна селективність спіральної періодичної структури, яка передбачена в роботі [25] і спостерігається в наших експериментах по лазерній генерації в природних ХРК.

3. Відсутність ліній лазерної генерації по краях смуги СВ природних стероїдних ХРК, а також відсутність дублета в її спектрі в широкому інтервалі інтенсивності збудження відкидає гіпотезу генерації згідно з моделлю фотонних кристалів.

4. Відмінність спектрів лазерної генерації природних стероїдних і індукованих ХРК корелює з відмінністю їх спектрів пропускання. Для стероїдних ХРК, при всіх практично можливих товщинах шарів, за умов збереження їх орієнтації, повного 100%-го відбивання межах півширини смуги СВ не досягається. В індукованих ХРК СВ формується з характерним плато, яке характеризує заборону на поширення випромінювання на цих частотах при певному рівні глибини модуляції показника заломлення і товщині шару.

Публікація містить результати досліджень, проведених по Цільовій Програмі Президії НАН України, проект ВЦ-188.

1. V.P. Bykov. Spontaneous emission in a periodic structure. *JETP* **62**, 505 (1972) (in Russian).
2. R. Dreher, H. Schomburg. Prolongation of fluorescence decay time by structural changes of the environment of the emitting molecule. *Chem. Phys. Lett.* **25**, 527 (1974).
3. E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
4. I.P. Ilchishin, E.A. Tikhonov, V.G. Tishchenko, M.T. Shpak. Generation of a tunable radiation by impurity cholesteric liquid crystals. *JETP Lett.* **32**, 27 (1980).
5. I.P. Ilchishin, A.G. Kleopov, E.A. Tikhonov, M.T. Shpak. Stimulated tunable radiation in an impurity cholesteric liquid crystal. *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.* **45**, 13 (1981).
6. R.G. Hulet, E.S. Hilfer, D. Kleppner. Inhibited spontaneous emission by a Rydberg atom. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2137 (1985).
7. A.F. Munoz, P. Palfy-Muhoray, B. Taheri. Ultraviolet lasing in cholesteric liquid crystals. *Opt. Lett.* **26**, 804 (2001).
8. J. Schmidtke, W. Stille, H. Finkelmann, S.T. Kim. Laser emission in a dye doped cholesteric polymer network. *Adv. Mater.* **14**, 746 (2002).
9. L.-J. Chen, J.-D. Lina, C.-R. Lee. An optically stable and tunable quantum dot nanocrystal-embedded cholesteric li-

- quid crystal composite laser. *J. Mater. Chem. C* **2**, 4388 (2014).
10. A. Chanishvili, G. Chilaya, G. Petriashvili, R. Barberi, R. Bartolino, G. Cipparrone, A. Mazzulla, R. Gimenez, L. Oriol, M. Pinol. Widely tunable ultraviolet-visible liquid crystal laser. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 051107 (2005).
 11. I. Ilchishin, L. Lysetskiy, T. Mykytiuk, M. Serbina, G. Chilaya. UV-radiation controlled tunable cholesteric dye laser based on an azoxy nematic matrix. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **542**, 221 (2011).
 12. M.-Y. Jeong, K. Kwak. Active thermal fine laser tuning in a broad spectral range and optical properties of cholesteric liquid crystal. *Appl. Opt.* **65**, 9378 (2016).
 13. I.P. Ilchishin. Optimizing energy output and angular divergence of a DFB laser with cholesteric liquid crystal. *Bull. of the Russ. Acad. of Sci. Phys.* **60**, 494 (1996).
 14. I. Ilchishin. Spectral and lasing characteristics of the dye-doped cholesteric liquid crystals as the materials for laser projection screens. *Proceedings of SPIE* **5507**, 368 (2004).
 15. K. Dolgaleva, S.K.H. Wei, S.G. Lukishova, Sh.H. Chen, K. Schwertz, R.W. Boyd. Enhanced laser performance of cholesteric liquid crystals doped with oligofluorene dye. *J. Opt. Soc. America.* **25**, 1496 (2008).
 16. I.P. Ilchishin, E.A. Tikhonov, M.T. Shpak. Damage to the planar texture of absorbing cholesteric liquid crystals by pulsed laser radiation. *Sov. J. Quantum Electron.* **17**, 1567 (1987).
 17. V.A. Belyakov, S.V. Semenov. Optical defect modes in chiral liquid Crystals. *JETP* **112**, 694 (2011).
 18. V.I. Kopp, Z.Q. Zang, A.Z. Genack. Lasing in chiral photonics Structures. *Progr. Quant. Electron.* **27**, 369 (2003).
 19. G.E. Nevskaya, S.P. Palto, M.G. Tomilin. Microlasers on liquid crystals. *Sov. J. Opt. Techn.* **77**, 13 (2010).
 20. R. Bartolino, L.M. Blinov. Liquid crystal microlasers (introductory notes). In: *Liquid Crystal Microlasers*. Edited by L.M. Blinov, R. Bartolino (Transworld Research Network, 2010), p. 1.
 21. I.P. Ilchishin, E.A. Tikhonov. Dye-doped cholesteric lasers: Distributed feedback and photonic band gap lasing models. *Progress in Quant. Electronics.* **41**, 1 (2015).
 22. E.A. Tikhonov, I.P. Ilchishin. Resonance nonlinear optical properties of dye-doped liquid crystals under pulse excitation: Insight into early experiments. *J. Mol. Liq.* **267**, 73 (2018).
 23. H. Kogelnik, S.V. Shank. Coupled-wave theory of distributed feedback lasers. *J. Appl. Phys.* **43**, 2327 (1972).
 24. N.V. Kukhtarev. Cholesteric liquid crystal laser with distributed feedback. *Sov. J. Quantum Electron.* **8**, 774 (1978).
 25. H.P. Preiswerk, M. Lubanski, S. Gnepf, F.K. Kneubuhl. Group theory and realization of a helical distributed feedback laser. *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-19**, 1452 (1983).
 26. J.P. Dowling, M. Scalora, M.J. Bloemer, C.M. Bowden. The photonic band edge laser: A new approach to gain enhancement. *J. Appl. Phys.* **75**, 1896 (1994).
 27. V.I. Kopp, B. Fan, H.K.M. Vithana, A.Z. Genack. Low-threshold lasing at the edge of a photonic stop band in cholesteric liquid crystals. *Opt. Lett.* **23**, 1707 (1998).
 28. Yu.V. Denisov, V.A. Kizel, E.P. Sukhenko. Investigation of ordering of the mesophase of cholesteric liquid crystals on basis of their optical parameters. *JETP* **71**, 679 (1976) [in Russian].
 29. V.A. Kizel, S.I. Kudashev. Ordering mechanism in cholesteric liquid crystals. *JETP* **72**, 2180 (1977) [in Russian].
 30. I.P. Ilchishyn, E.A. Tikhonov, T.V. Mykytiuk. Spectral - beam features of radiation emitted by a cholesteric liquid crystal laser *Ukr. J. Phys.* **63**, 339 (2018).

Одержано 21.12.19

I.P. Ilchishyn, E.A. Tikhonov

HOW LASER PHYSICS BROUGHT OPTICS TO THE WORLD OF PHOTONIC CRYSTALS

S u m m a r y

A brief review of authors' research is presented. An emphasis is made on the photon localization in the helical structure of a chiral liquid crystal (CLC), which was first experimentally registered by the authors. An analysis of the spectral and lasing characteristics of distributed feedback (DF) lasers based on natural CLCs (type 1) and on chiral nematics (type 2) led to a conclusion that the model of photonic crystal is suitable to describe the lasing mechanism in type-2 CLC lasers, but not in type-1 ones. This conclusion is evidenced by the absence of lasing bands at the opposite edges of the selective reflection (SR) band; at the same time, the lasing line is located at its center. It is shown that if the SR band of the CLC overlaps the maximum of the laser dye fluorescence band, the lasing line coincides with the SR band center to an error of ± 1 nm. If the layer thickness in the CLC lasers of both types does not exceed $50 \mu\text{m}$, when a high-quality planar texture is retained and a low generation threshold is achieved, a significant difference between their optical characteristics takes place. Namely, the SR spectrum for a type-1 CLC laser is approximately described by a Lorentzian profile, whereas the contour of the SR spectrum for a type-2 CLC laser has a profile characteristic of the transmittance through multilayer dielectric mirrors. The origins of the differences between the optical and laser characteristics of the CLC lasers of both types have been analyzed from the viewpoint of two lasing models: DF and photonic-crystal ones.