

можуть свідчити про утворення внаслідок імпульсної лазерної дії композитної плівки, в склад якої входять власні оксиди, галій та арсенід галію. Вміст оксидів у цій плівці стає незначним уже на глибині ~ 20 Å. Опромінення спричиняє швидке нагрівання і розклад бінарного напівпровідника. При цьому, продукти реакції не встигають окислитись. На товщині 100 Å оптичні константи плівки починають дорівнювати оптичним сталим підкладки. Треба зауважити, що при імпульсній лазерній дії більш імовірним є утворення різкої границі розділення: підкладка – поверхнева плівка. Тому, незважаючи на мінімальне значення функції помилки необхідні додаткові незалежні вимірювання, що могли б підтвердити доцільність застосування моделі неоднорідного шару.

[1] Zaininger K.H., Revecz A.G. Ellipsometric investigations of oxide on GaAs // J. de Physique. 1964. 25. P.208.

[2] Пшеницын В.И., Абаев М.И., Лызлов Н.Ю. Эллипсометрия в физико-химических исследованиях. Л., 1986.

[3] Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М., 1981.

[4] Горшков М.М. Эллипсометрия. М., 1974.

УДК 535.36

Микитюк З.М., Сушинський О.Є., Черпак В.В., Іваницький В.Г.

ДУ “Львівська політехніка”, кафедра електронних приладів

РОЗСІЮВАННЯ СВІТЛА НА КОНФОКАЛЬНИХ ДОМЕНАХ В ІНДУКОВАНИХ ХОЛЕСТЕРИКАХ

Микитюк З.М., Сушинський О.Є., Черпак В.В., Іваницький В.Г., 2000

Досліджено розсіювання світла на конфокальних доменах індукованих холестериків під час холестерико-нематичного переходу. Представлена фізична модель зразка індукованого холестерика при накладанні електричного поля. Показано характер зміни доменної структури та вплив розмірів доменів на інтенсивність розсіювання. Експериментальні результати добре узгоджуються з математичною моделлю на основі теорії Релея-Ганса.

The light scattering on confocal domains of induced cholesterics in process of cholestreric-nematic transition was investigated. The physical model of induced cholesterics under the action of electric field was proposed. The transformations of domain structure and influence of domain size on scattering intensity was shown. The experimental results are in a good agreement with mathematical model based on theory Reley-Gans.

Вступ

Широкого використання на сьогодні набули рідкі кристали (РК). Вони служать активним середовищем для багатьох приладів оптоелектроніки, серед яких модулятори, дефлектори тощо. Передусім це пояснюється наявністю різноманітних електрооптичних ефектів у РК. Найчастіше використовуються “твіст” і “супер-твіст” ефекти [1]. Для цих ефектів характерними є достатньо високе значення контрасту і низькі керуючі напруги. Ми проводили дослідження холестерико-нематичного переходу (ХНП). Головною перевагою цього ефекту порівняно з “твіст”-ефектом є відсутність поляризаційної оптики, яка призводить до втрат випромінювання. Низьке значення контрасту приладів на основі цих сумішей, безпосередньо пов’язане з процесами розсіювання світла, не давало змоги створити конкуренцію приладам на основі “твіст” і “супер-твіст” ефектів. Наше завдання полягає у визначенні структури розсіювальних світло центрів, їх розмірів, залежності останніх від значення прикладеного поля, побудові фізичної моделі зразка індукованого холестерика при накладанні електричного поля та дослідженні характеру зміни під час зростання поля аж до значень критичного, що відповідає переходу холестеричної структури в нематичну.

Теоретична частина

Рідкі кристали належать до категорії мутних середовищ, в яких розсіювання світла може мати як молекулярну природу, так і відбуватися на доменній структурі [2]. Крім цього можна спостерігати селективне розсіювання світла на холестеричній спіралі. Цей механізм зумовлений властивостями конфокальної текстури холестеричної фази, в якій вісь спіралі розташована хаотично. Кожна з хаотично розташованих областей є дифракційною ґраткою фазового типу. Світло, яке падає на таку ґратку, розсіюється за рахунок бреггівської дифракції, причому дифракція буде максимальною, якщо виконується умова

$$\lambda = nP,$$

де λ – довжина хвилі.

Розглянемо розсіювання світла на доменній структурі, яку представимо сукупністю розсіювальних центрів. Відома теорія розсіювання світла на ізотропних “м’яких” частинках, яка описує експериментальні результати з розсіювання світла в нематичних рідких кристалах, що знаходяться в режимі динамічного розсіювання світла [3–5]. Використовуючи ці праці, в яких найповніше обґрунтовано можливість застосування цієї теорії, проаналізуємо ситуацію із світлорозсіювальними центрами індукованих холестериків при накладанні електричного поля.

Оцінку розмірів розсіювальних зразків індукованих холестериків можна провести, вимірюючи спектральну залежність прозорості рідкокристалічного шару. Проте цей метод є малоприменим внаслідок складної залежності показника заломлення від довжини хвилі випромінювання в середній інфрачервоній області [6]. Тому для вирішення проблеми вибрано метод кутової залежності інтенсивності розсіюваного світла при фіксованій довжині хвилі. Відносний показник заломлення рідких кристалів близький до 1 ($n = n/n_0$), тому до рідких кристалів можна застосувати теорію розсіювання на “м’яких” частинках [7–9].

Згідно з теорією розсіювання світла, основним параметром, що визначає індикатрису розсіювання та прозорість системи, є

$$\rho = \frac{2\pi R}{\lambda},$$

де R – радіус розсіювальної частинки.

Характер розсіювання буде визначатися співвідношенням ρ та довжини хвилі, або лінійних розмірів розсіювальних частинок та довжини хвилі. Якщо відносний показник заломлення рідкого кристала близький до 1 і розміри розсіювальних частинок знаходяться в межах довжини хвилі, можна застосувати наближення Релея-Ганса.

Для показників заломлення n , які задовольняють умову

$$\rho(n-1) \leq 2$$

переріз розсіювання різко зменшується зі зменшенням ρ і відбувається просвітлення зразка.

При інтерпретації експериментальної залежності розсіювальне середовище вважається монодисперсним, тобто використовується монодисперсне наближення, за допомогою якого визначається ефективний розмір розсіювачів. Розходження між експериментальною та теоретичною індикатрисами свідчить про те, що система не монодисперсна і для визначення спектра частинок необхідним є повний розв'язок зворотної задачі розсіювання.

Кутовий розподіл інтенсивності розсіяного світла в наближенні Релея-Ганса описується формулою

$$I(\beta, R) = I_0 \alpha^2 \frac{16\pi^4}{\lambda^4} v^2 \frac{1 + \cos^2 \beta}{2} f^2(q)$$

$$\alpha = \frac{3}{4} \pi \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}; \quad f(q) = \frac{3}{q^3} (\sin q - q \cos q); \quad q = 2\rho \sin \frac{\beta}{2}.$$

Для порівняння з експериментальною залежністю використовували наведену індикатрису, нормовану на інтенсивність світла, розсіяного вперед.

$$\frac{I(\beta, R)}{I(0, R)} = \frac{1 + \cos^2 \beta}{2} f^2(q) \quad (1)$$

З метою одержання максимального узгодження розрахованих та експериментальних індикатрис та визначення ефективного розміру розсіювачів змінна у рівнянні (1) змінювалась як параметр. Якщо теоретичні індикатриси не повністю збігаються з експериментальними, то розходження може зумовлюватися значною полідисперсністю системи [8].

Розсіювання світла полідисперсною системою в наближенні одноразового розсіювання описується індикатрисою $I(\beta)$

$$I(\beta) = \int_0^{\infty} I(\beta, R) \cdot F(R) dR$$

де $F(R)$ – спектр частинок у системі. Ця задача в наближенні м'яких частинок була розв'язана Шифріним [9]. У цих розрахунках не враховувалася оптична неоднорідність розсіювальних частинок. Для визначення значення неоднорідності додатково було проведено розрахунок парної кореляційної функції. Кореляційну функцію визначали за формулою

$$\gamma_{\epsilon\phi}(r) = \frac{c}{r} \int_0^{\infty} I(\beta) h \sin(hr) dh$$

де

$$h = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\beta}{2}; \quad c = const.$$

Для оптично однорідного середовища кореляційна функція має вигляд

$$\gamma(r) = 1 - \frac{3}{4} \frac{r}{R} + \frac{1}{16} \left(\frac{r}{R} \right)^3.$$

При $r < R$ вона є лінійною по r .

Лінійний характер залежності $\gamma_{\text{еф}}$ від r на певних ділянках дає можливість розрахувати значення R . Наявність лінійної залежності $\ln \gamma_{\text{еф}}$ від r свідчить про відхилення від оптичної однорідності.

Всі одержані результати справедливі в наближенні одноразового розсіювання. Багаторазове розсіювання можна враховувати в межах геометричної оптики. Результатом цього наближення є гауссова форма індикатриси розсіювання у випадку багаторазового розсіювання

$$I(\beta) = A \exp\left(-\frac{\beta^2}{2\sigma^2}\right),$$

де $A = \text{const}$, а σ – півширина лінії.

Якщо побудована залежність інтенсивності розсіювання від квадрата кута розсіювання за певної напруги на зразку набуває лінійного характеру, це свідчить про те, що багаторазовим розсіюванням для цих значень поля нехтувати не потрібно.

Експериментальна частина

Для досліджень були вибрані суміші ціанобіфенілів та оксиданобіфенілів з домішками ефірів холестерину та нерідкокристалічних добавок. Для створення надмолекулярної спіральної структури використовували малопрцентні (до 2 ваг. %), як мезогенні (ефіри холестерину одноосновних карбонових кислот), так і немезогенні (ВІХН-3) домішки. З низки ефірів холестерину одноосновних карбонових кислот були використані гомологи: пропіонат, бутират, енантат, каприлат, ундецилат, мірилат, стеарат. Використання немезогенної домішки ВІХН-3, яка характеризується високою закручувальною здатністю, дало змогу реалізувати умови одержання d/P_0 (де d – товщина рідкокристалічної комірки, а P_0 – недеформований крок індукованої спіралі) в межах від < 1 до $\ll 1$. Як базову нематичну матрицю було обрано серію СЖК-1 з такими параметрами: $\Delta\epsilon = +14$ (при 293 К); $\Delta n = 0,22$; $T_{\text{пл}} = 263$ К; $T_{\text{пр}} = 328$ К. Для підвищення значення діелектричної анізотропії в нематичні матриці вводили сильнополярну сполуку бороксан з інтервалом існування нематичної мезофази 336...421 К та $\Delta\epsilon = +60$.

На рис.1 показана залежність оптичного пропускання від прикладеної напруги для деяких індукованих холестериків. Для залежності 1,5 % були про-

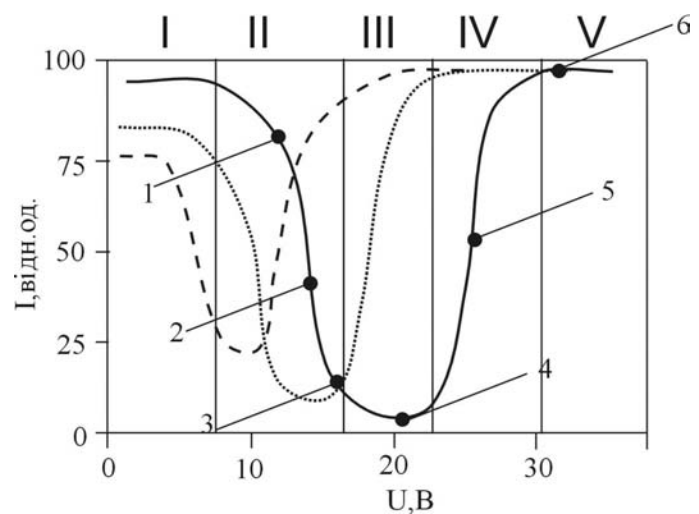


Рис.1. Залежність оптичного пропускання від величини прикладеного поля для індукованих холестериків з вмістом оптично активної домішки: ----- – 0,5 %, – 1 % і ——— – 1,5 %.

ведені мікроскопічні дослідження. На рис.2 зображено світлини, які ілюструють картину текстур при різних значеннях величини прикладеного поля на зразку. Перша ділянка, на якій спостерігаємо слабе розсіювання, – полікристалічна (або монокристалічна) текстура Гранжана (фото 1, рис.2). Оптичні властивості цієї текстури дійсно розглянуто в деяких роботах [10, 11] як для нескінченних середовищ, так і з урахуванням наявності границь зразка певної товщини.

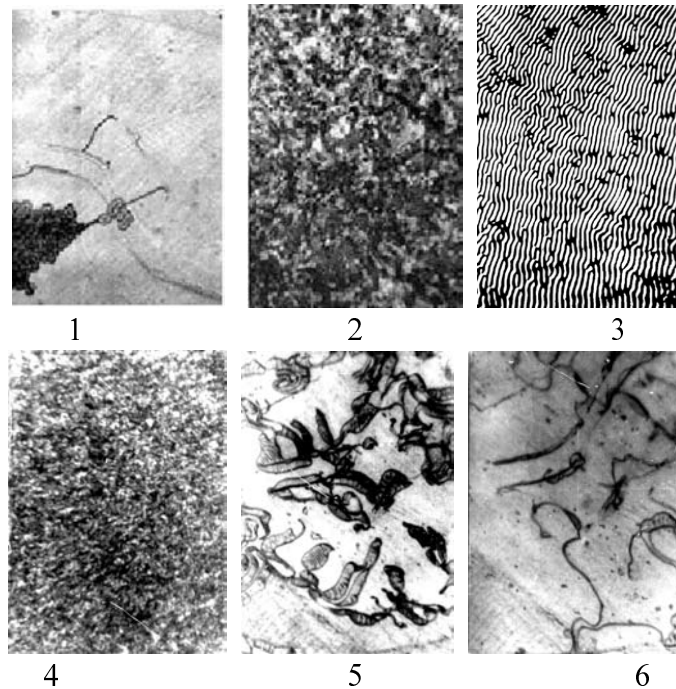


Рис.2. Світлини текстур, отримані при різних напруженостях поля на зразку для суміші індукованого холестерика з 1,5 % оптично активної домішки. Номери фотографій відповідають напруженостям поля на зразку, показаним на рис.1.

На другій ділянці спостерігаємо різке зменшення прозорості зразка і, відповідно, зростання його розсіювальної здатності (фото 2, рис.2). Оптичні дослідження, проведені на цій ділянці, дають можливість виявити деякі закономірності. Розміри доменів становлять 2...5 мкм, при подальшому зростанні величини поля вони збільшуються до 10...20 мкм. Розміри доменів в індукованих холестериках залежать від концентрації оптично активної домішки в нематичній матриці. На цій ділянці характеристики між лінійними розмірами розсіювальних центрів та довжиною хвилі випромінювання виконується нерівність $\lambda \ll \rho$. Тому застосовується теорія розсіювання "великими частинками". При зростанні напруги, яка подається на РК комірку, відбувається розрив холестеричної спіралі, внаслідок чого утворюються домени. До того ж розмір цих частинок зростає в міру зростання напруги. Такий процес супроводжується утворенням текстури "відбитків пальців", яку ми могли спостерігати на світлинах (фото 3, рис.2). Аналіз одержаних результатів свідчить про добре узгодження експериментальних результатів з теорією. При розгляді оптичних властивостей немато-холестеричних сумішей з індукованою спіральною структурою під час перетворень під дією поля бреггівські відбивання падаючого під кутом світла набувають важливого значення.

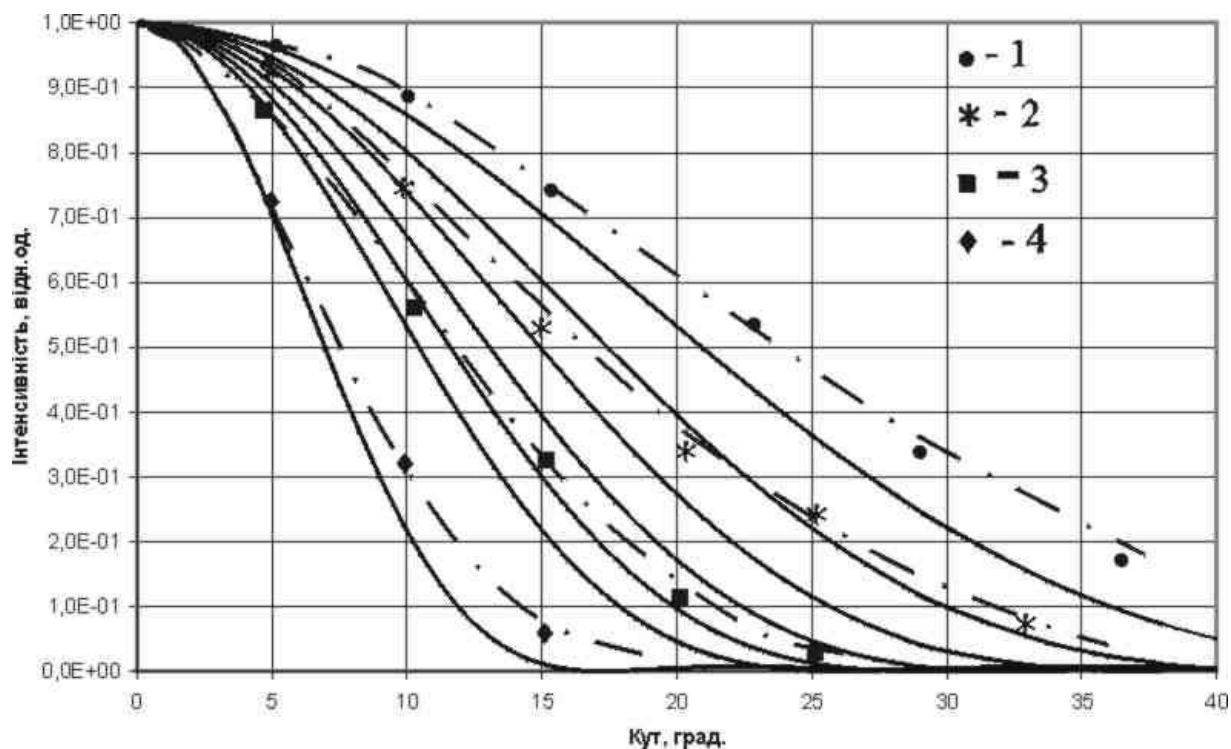


Рис.3. Теоретичні (суцільні лінії) та експериментальні (штрих-пунктирні лінії) індикатриси розсіювання індукованими холестериками, одержані при різних напругах на зразку $U = 25$ (1); 20 (2); 15 (3); 10 (4) В.

На третій ділянці характеристики спостерігається виникнення сильнорозсіювальної доменної структури (фото 4, рис.2), утвореної після текстури “відбитків пальців”. При збільшенні величини поля, прикладеного до зразка, розміри розсіювальних доменів зменшуються від 2 до 0,5 мкм, речовина стає прозорішою. Оскільки на четвертій ділянці розміри розсіювальних частинок знаходяться в межах довжини хвилі (фото 5, рис.2), то для аналізу експериментальних результатів можна запропонувати наближення Релея–Ганса (рис.3). З експериментальними кривими порівнювались наведені індикатриси. Для досягнення найпростішої збіжності експериментальних та теоретичних кривих розсіювання теоретичні криві розраховували для частинок, розміри яких змінювалися з кроком 0,1 мкм. Аналіз цих результатів дозволив стверджувати, що при збільшенні величини поля, прикладеного до зразка, спостерігається більша розбіжність між експериментальними та теоретичними кривими. З цього можна зробити висновок, що зі збільшенням величини поля розсіювальна система переходить з монодисперсного стану в полідисперсний, який характеризується наявністю частинок різних розмірів. За цих умов до системи можна застосовувати полідисперсну модель і розраховувати спектр частинок. Всі отримані вище результати справедливі для наближення одноразового розсіювання, однак гауссова форма індикатриси при деяких значеннях величини поля дає можливість стверджувати про наявність багаторазового розсіювання. Виявлені нами закономірності під час експериментальних характеристик інтенсивності розсіювання від кута мають місце незалежно від концентрації оптично активної домішки. Збільшення процентного вмісту оптично активної домішки в нематичній матриці призводить до незначного зростання розміру розсіювальних центрів з одночасним зростанням їх концентрації і, як наслідок, зміни значення мінімального пропускання зразка індукованого холестерика.

На п'ятій ділянці характеристик (фото 6, рис.2) маємо текстуру гомеотропної нематичної фази, яка характеризується великою прозорістю. Розсіювання в цій фазі відбуваються на флуктуаціях показника заломлення рідкого кристала.

Отже, проведені оптичні дослідження та дослідження кутового розподілу інтенсивності розсіяного світла зразком індукованого холестерика свідчать про те, що зразок індукованого холестерика під час текстурного та холестерико-нематичного переходу є конфокальною доменною структурою. Розміри конфокальних доменів залежать від величини прикладеного поля, а саме, збільшення величини поля призводить до зменшення їх розмірів у процесі ХНП. Встановлено, що конфокальна доменна структура – це полідисперсна система, причому розміри конфокальних доменів незначною мірою залежать від концентрації оптично активної домішки в нематичній матриці.

Зміна концентрації оптично активної домішки не зумовлює значного зменшення розмірів розсіювальних центрів. Однак збільшення їх концентрації призводить до зменшення значення мінімального пропускання. Використовуючи розроблену теорію, можна також стверджувати, що зменшення концентрації оптично активної домішки і, відповідно, контрасту рідкокристалічної системи, зумовлюється зменшенням розмірів конфокальних розсіювальних центрів.

Висновки

Досліджено розсіювання світла зразком індукованого холестерика під час холестерико-нематичного переходу. Розсіювання світла відбувається як на конфокальних доменах, що є полідисперсною системою, так і на холестеричній спіралі, яка зумовлює селективну складову розсіювання. Показано можливість застосування теорії Релея-Ганса для аналізу кутового розподілу інтенсивності розсіювання. Встановлено, що внаслідок збільшення величини електричного поля, прикладеного до зразка індукованого холестерика, розміри конфокальних доменів зменшуються. Показано, що збільшення концентрації оптично активної домішки в нематичній матриці призводить до незначного збільшення розмірів конфокальних доменів з одночасним зростанням їх концентрації, внаслідок чого зростає інтенсивність розсіювання світла індукованим холестериком.

[1] Беляков В.А., Сонин А.С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., 1983.

[2] Данилов В.В., Савельев Д.А. Модуляция излучения CO₂-лазера с использованием фазового холестерико-нематического перехода // Тр. ГОИ. 1998. Т.60. №.194. С.81–91.

[3] Яковенко С.С., Вистинь Л.К. Применение метода светорассеивания для определения текстуры жидкокристаллического образца в режиме динамического рассеяния света // Оптика и спектроскопия. 1978. Т.44. № 4. С.777–783.

[4] Самодурова И.Д., Сонин А.С., Успенский А.Б. Экспериментальные исследования углового распределения интенсивности света, рассеянного жидкими кристаллами в режиме динамического рассеяния света // Оптика и спектроскопия. 1974. Т.34. № 6. С.1165–1168.

[5] Вистинь Л.К., Чистяков И.Г. Домены в жидких кристаллах // Кристаллография. 1974. Т.19. № 1. С.195–216.

[6] Яковенко С.С., Вистинь Л.К. Применение метода инфракрасной спектроскопии для определения ориентации молекул в слоях жидкого кристалла // Кристаллография. 1976. Т.2. № 3. С.571–573.

[7] Борн М., Вульф Э. Основы оптики. М., 1973.

- [8] Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М., 1961.
[9] Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. М., 1953.
[10] Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М., 1977.
[11] Аракелян С.М. Чилингарян Ю.С. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М., 1984.

УДК 548:537.611.44, 621.318.1

Убізський С.Б.

ДУ “Львівська політехніка”, кафедра напівпровідникової електроніки

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ДОМЕННОЇ СТРУКТУРИ В ЕПІТАКСІЙНИХ ПЛІВКАХ ЗАЛІЗО-ІТТРІЄВОГО ГРАНАТУ

© Убізський С.Б., 2000

У роботі за допомогою ефекту Фарадея спостерігалася структура магнітних доменів (111)-орієнтованих епітаксійних плівок залізо-іттрієвого гранату, що володіють малою односною магнітною анізотропією. Досліджено її особливості в тонких і товстих плівках, поведінку доменної структури під час перемагнічування, а також вплив країв плівки на формування і перемагнічування доменів.

Using Faraday effect a structure of magnetic domains was being observed in the (111)-oriented epitaxial yttrium iron garnet films with a low uniaxial magnetic anisotropy. Their peculiarities in thin and thick films are studied as well as the domain structure behavior under magnetization and an influence of film's edges on the formation and remagnetization of domains.

Вступ

Явища, пов'язані з виникненням доменної структури та її поведінкою в магнітному полі, не можна ігнорувати при аналізі процесів перемагнічування в магнітних матеріалах. Разом з тим, у відношенні до епітаксійних плівок чистого залізо-іттрієвого гранату $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG), історично склалося так, що ці процеси залишалися поза увагою дослідників, оскільки основне застосування цих матеріалів у НВЧ пристроях на магнітостатичних хвилях базувалося на гіромагнітних властивостях активного середовища в намагніченому до насичення стані, а процеси, що відбуваються при менших значеннях магнітного поля, очевидно, були неактуальними для основного застосування. Інтерес до процесів перемагнічування ферогранатових плівок подібних до YIG за своїми властивостями магнітної анізотропії виник у зв'язку з їх використанням у сенсорних пристроях, а саме у магнітооптичній візуалізації магнітних неоднорідностей [1–3], а також сенсорах магнітного поля та струму [4–6].